

UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

CARACTERIZAÇÃO DO ESTADO DE TENSÕES EM
RESERVATÓRIO CARBONÁTICO DA BACIA DE
CAMPOS - BRASIL

Marcos Roberto Fetter Lopes

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Este exemplar corresponde à
redação final da dissertação defendida
por Marcos Roberto Fetter Lopes
e aprovada pelo Conselho Julgador
em 20/12/95

ORIENTADOR

CAMPINAS - SÃO PAULO

DEZEMBRO - 1995

L881c

26884/BC

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

960.3215



CM 00034604-3

UNIDADE	BC
N.º CHAMADA	T/UNICAMP
	L881c
V	E
IMPR	26884
PROG	667/96
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	29,811,00
DATA	05/03/96
N.º CPU	

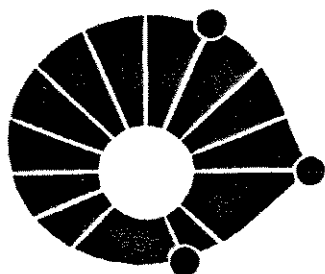
FICHA CATOLOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA I.G. - UNICAMP

L881c Lopes, Marcos Roberto Fetter
Caracterização do estado de tensões em reservatório
carbonático da Bacia de Campos - Brasil / Marcos Roberto
Fetter Lopes.- Campinas, SP: [s.n.], 1995.

Orientadores: Chang Hung Kiang, José Luiz Antunes de
Oliveira e Sousa.

Dissertação (mestrado) Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Geociências.

1. Reservatórios. 2. Tectonofísica 3. Geologia
Estrutural. I. Kiang, Chang Hung. II. Sousa, José Luiz
Antunes de Oliveira e. III. Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Geociências. IV. Título.



UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

CARACTERIZAÇÃO DO ESTADO DE TENSÕES EM RESERVATÓRIO CARBONÁTICO DA BACIA DE CAMPOS - BRASIL

Marcos Roberto Fetter Lopes

Dissertação apresentada ao Instituto de Geociências como
requisito parcial para obtenção do título de Mestre em
Geoengenharia de Reservatórios.

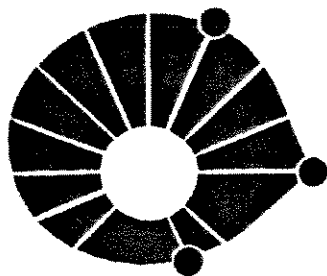
Orientador: Dr. Chang Hung Kiang - UNESP

Co-Orientador: Dr. José Luiz Antunes de Oliveira e Sousa - UNICAMP

IG- DEZ/95

CAMPINAS - SÃO PAULO

DEZEMBRO - 1995



UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

TÍTULO DA TESE: CARACTERIZAÇÃO DO ESTADO DE TENSÕES EM RESERVATÓRIO CARBONÁTICO DA BACIA DE CAMPOS - BRASIL

AUTOR: MARCOS ROBERTO FETTER LOPES

ORIENTADOR: Dr. CHANG HUNG KIANG

CO-ORIENTADOR: Dr. JOSÉ LUIZ ANTUNES DE OLIVEIRA E SOUSA

COMISSÃO EXAMINADORA

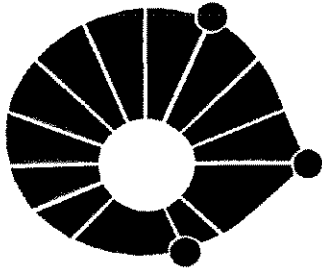
PRESIDENTE: Dr. CHANG HUNG KIANG

EXAMINADORES:

- Dr. FERNANDO FLECHA ALKMIN -

- Dr. MARCO ANTONIO SCHREINER DE MORAES -

CAMPINAS, 20 DE DEZEMBRO DE 1995.



UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

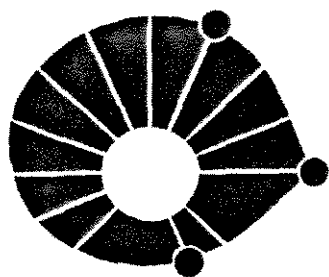
GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

DEDICATÓRIA

Para Aldo e Marília, meus pais, professores, de quem me orgulho pela honestidade e pelo carinho com que sempre se dedicaram à educação.

Para Marcella, para sempre, com muito amor.

Para o *nenê* que está a caminho.



UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

AGRADECIMENTOS

Aos meus orientadores, pelo excelente respaldo técnico, pelo caráter positivo de todas as suas intervenções e, principalmente, pela solidariedade.

Aos geofísicos Alexandre Castro e Edes Nascimento, cuja participação foi fundamental para o desenvolvimento desta tese.

Aos colegas da PETROBRAS Jorge Sarturi, Daniel Steagall, Rudolfo Beer, José Alberto Bucheb, Airtton Okada e Antonio Carlos Decnop, pela ajuda na obtenção dos dados.

À PETROBRAS, pela oportunidade.

Ao Saldanha pela força com o IDL.

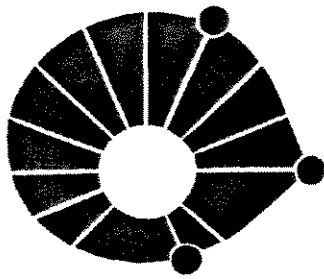
Ao professor Tibana, que *virou a tese do avesso* na qualificação.

Ao analista Moacir Cornetti, pelos infinitos probleminhas resolvidos e pelos milhões de *bytes* que nunca pareciam suficientes.

À Creuza, Mara, Emília, Wellington, Ricardo, Alessandro e Maurício, da Área de Geologia do Petróleo do IG/UNICAMP.

À Cássia, Márcia e Dora, da Biblioteca do IG/UNICAMP.

À Marcella, minha colega mais linda, minha esposa.



UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

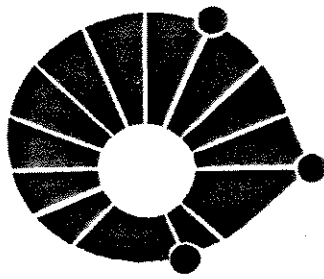
RESUMO

CARACTERIZAÇÃO DO ESTADO DE TENSÕES EM RESERVATÓRIO CARBONÁTICO DA BACIA DE CAMPOS - BRASIL

Marcos Roberto Fetter Lopes

O campo de tensões atuante pode condicionar significativamente o fator de recuperação na exploração de reservatórios de hidrocarbonetos naturalmente fraturados. Mesmo para reservatórios aparentemente não fraturados, a determinação das tensões *in situ* pode ser importante em projetos de recuperação avançada, como no caso de poços horizontais ou de estimulação através de fraturamento hidráulico. O objetivo principal deste projeto foi a avaliação metodológica de algumas ferramentas que podem ser úteis na antecipação de informações sobre o estado de tensões em reservatórios. Para este estudo foi selecionado um reservatório carbonático do Albiano da Bacia de Campos, que além de possuir um acervo de dados adequado, apresenta evidências de fraturamento em testemunhos.

Na primeira etapa do trabalho, os principais modelos de estados de tensões em margens passivas, citados na literatura, foram analisados para a situação da Bacia de Campos. Foi proposto para o reservatório Albiano um regime de distensão generalizada, associada ao deslizamento divergente dos evaporitos aptianos, desacoplado do campo de tensões atuante na seção *pré-rift*. Esta suposição foi analisada, através de dois tipos de modelamento mecânico: simulação elástica linear baseada no método de elementos finitos e análise de curvatura do topo do reservatório. Os resultados da simulação elástica reforçaram a hipótese de deslizamento divergente e evidenciaram perturbações do campo de tensões junto às falhas que delimitam a área. A análise de curvatura revelou a presença de zonas preferenciais para a atuação de tensões flexurais ao longo dos principais falhamentos.



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

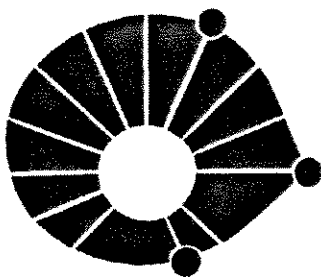
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

UNICAMP

Na última etapa do trabalho, o modelo proposto para o estado de tensões foi validado através de análise de *breakouts*. Os resultados obtidos indicaram um forte controle do campo de tensões nas imediações da falha listrica antitética que delimita o reservatório. Além disso, a tensão horizontal máxima (S_H) é subparalela à direção da falha, de acordo com as previsões dos modelos numéricos. Outra observação importante foi a bimodalidade das direções de S_H , com orientações segundo WNW na seção pré-aptiana, e segundo NNW a NE no reservatório albiano. Esta bimodalidade constitui um forte argumento em favor do desacoplamento de tensões.

Apesar das simplificações impostas na modelagem numérica, os resultados obtidos permitiram o estabelecimento de um modelo coerente para o estado de tensões no reservatório estudado. Este objetivo foi atingido com um acervo de dados relativamente modesto, disponível desde o início do desenvolvimento do campo.



UNICAMP

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

GEOENGENHARIA DE RESERVATÓRIOS

ABSTRACT

CARACTERIZAÇÃO DO ESTADO DE TENSÕES EM RESERVATÓRIO CARBONÁTICO DA BACIA DE CAMPOS - BRASIL

Marcos Roberto Fetter Lopes

In situ stresses constrain the recovery factor of hydrocarbon in naturally fractured reservoirs. Even for reservoirs that are apparently not fractured, knowledge of *in situ* stresses plays important role in Enhanced Oil Recovery projects, particularly those involving horizontal wells and hydraulic fracturing. The main goal of this thesis was to evaluate potential methods to predict state of stress in hydrocarbon reservoirs. For this purpose, an Albian carbonate reservoir, from Campos Basin, has been selected.

A tectonic model of generalized extension, as a result of divergent gliding of Aptian evaporites, producing a stress field that is uncoupled from that of the underlying rift section, has been proposed based on available data set collected from literature and unpublished reports. Two numerical models - linear elastic simulation using Finite Element Method and curvature analysis of structural contour of the reservoir - were applied to the reservoir and the results turned out to be in very good agreement with the proposed model. Elastic simulation validated the divergent gliding assumption as well as indicating stress field perturbation next to the listric faults. Curvature analysis shows preferential zones of flexural stresses along the delimiting faults.

Breakout analysis was performed in four wells. It showed a strong control of breakout orientation ($S_H \sim N-S$) next to the border fault, which is oriented NNE. Another noteworthy feature was the bimodal character of the S_H directions. In the pre-Aptian rift section S_H is oriented WNW, whereas in the overlying post-rift Albian sequence S_H falls in the range of NNW to NE, therefore rotated almost 90° . This bimodal character is a strong argument for the uncoupling assumption.

In spite of the simplifications imposed on the numerical models the results allowed to define a coherent model for the state of stress in the reservoir.

Sumário

1	Introdução	17
1.1	Objetivos	19
1.2	Metodologia Proposta	19
2	Tensões na Litosfera	21
2.1	Esforços Atuantes na Litosfera	21
2.1.1	Técnicas de Determinação de Tensões <i>In Situ</i>	24
2.1.2	Padrões de Tensões na Litosfera	26
2.1.3	Superposição de Campos de Tensões	27
2.2	Margens Passivas	30
2.2.1	Tensões em Margens Passivas	31
2.2.2	Deslizamentos Gravitacionais	33
3	Geologia da Área Estudada	36
3.1	Geologia da Margem Continental Brasileira e da Bacia de Campos	36
3.1.1	O Sistema de Bacias Marginais da Costa Leste do Brasil	36
3.1.2	Bacia de Campos	40
3.2	Geologia do Reservatório Carbonático	43
3.3	Campos de Tensões Atuantes na Área Estudada	49
4	Modelamento Mecânico	52
4.1	Simulação Elástica Linear	52
4.1.1	Modelagem do Campo de Tensões Horizontal	53

4.1.2	Modelagem das Seções Verticais	55
4.2	Análise da Curvatura do Topo do Reservatório	69
4.2.1	A Função Curvatura Normal	70
4.2.2	Tensões Flexurais em Placas Retangulares	71
4.2.3	Topo do Reservatório Carbonático	74
5	<i>Breakouts</i> em Poços	82
5.1	Modelos Mecânicos para a Formação de <i>Breakouts</i>	82
5.1.1	Histórico	82
5.1.2	Modelo de Gough e Bell (1982)	85
5.1.3	Modelo de Zoback et al. (1985)	87
5.1.4	Modelo de Zheng, Kemeny e Cook (1989)	88
5.2	Análise de <i>Breakouts</i>	93
5.2.1	Reconhecimento de <i>Breakouts</i> através do Perfil <i>Dipmeter</i>	93
5.2.2	Processamento BOL e Estatística Vetorial	95
5.3	Resultados Obtidos	100
5.3.1	Análise de <i>Breakouts</i> no Reservatório Carbonático	100
5.3.2	Tensões Atuantes no Reservatório	103
6	Conclusões	106
A	Tectônica de Placas	110
B	Regimes de Tensão/Deformação	121
C	Elasticidade Linear	126
D	Elementos Finitos	133
E	Modos de Fraturamento	147

Lista de Figuras

1-1	Exemplos de campos de tensões localizados que podem gerar fraturas abertas [34, Gretener - 1991].	18
2-1	Principais esforços tectônicos que atuam na litosfera [11, Bott - 1982].	22
2-2	Esquema exemplificando a superposição de campos de tensões [87, Zoback, M. L. - 1992].	29
2-3	Seção geológica esquemática de uma margem passiva [11, Bott - 1982].	30
2-4	Modelo esquemático para as tensões de expansão da litosfera continental [73, Stein et al. - 1989].	32
2-5	Seção sísmica do Golfo do México [19, Cobbold e Szatmari - 1991)]. Observar os domínios estruturais, com falhas lítricas na área proximal, deslizamento rígido na porção intermediária e dobramentos na área distal.	34
2-6	Modelos cinemáticos para deslizamento radial [19, Cobbold e Szatmari - 1991].	35
3-1	Principais feições da margem continental brasileira [16, Chang et al. - 1992].	37
3-2	Evolução da abertura do Atlântico-Sul [76, Sykes - 1978].	38
3-3	Localização e delimitação da Bacia de Campos [35, Guardado et al. - 1989].	41
3-4	Bloco diagrama esquemático do ambiente deposicional da Formação Macaé [35, Guardado et al. - 1989].	44
3-5	Contorno estrutural do topo do reservatório carbonático; elevações relativas dadas em metros, referenciadas em <i>datum</i> arbitrário.	46

3-6	Seção estrutural aproximadamente transversal ao alinhamento da estruturação do reservatório. Observar a coincidência entre o flanco Leste do <i>canyon</i> oligocênico e o bloco baixo da falha antitética que delimita o alto estrutural.	47
3-7	Testemunho do poço P1 mostrando fraturas em padrão conjugado (combinação Modo I + Modo II). O ângulo entre as fraturas é de aproximadamente 50°.	48
3-8	Posicionamento do reservatório em relação ao paleotalude pré-apitiano.	51
4-1	Malha de elementos finitos para a simulação em planta.	54
4-2	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação elástica em planta.	55
4-3	Mapa de localização aproximada das seções modeladas.	56
4-4	Malha de elementos finitos da seção <i>dip</i>	57
4-5	Malha de elementos finitos da seção <i>strike</i>	57
4-6	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>dip</i> com malha regular e com as interfaces FLISTR.	59
4-7	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>strike</i> com malha regular e com as interfaces FLISTR.	60
4-8	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>strike</i> com malha detalhada irregular e com as interfaces FLISTR.	61
4-9	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>strike</i> com malha regular, sem as interfaces das falhas (FLISTR) e com $E_{RESERV} = E_{SSUP}$	62
4-10	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>strike</i> com malha regular, sem as interfaces das falhas (FLISTR) e com $E_{RESERV} = 2E_{SSUP}$	63
4-11	Malha deformada para a simulação da seção <i>strike</i> com a condição de fixação ao longo de todo o limite lateral <i>updip</i> (exagero de ~ 4000 vezes).	64
4-12	Malha deformada para a simulação da seção <i>strike</i> com a liberação das unidades RESERV e SSUP ao longo do limite lateral <i>updip</i> (exagero de ~ 4000 vezes).	65

4-13	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>strike</i> com malha regular, com as interfaces FLISTR e com a liberação das unidades RESERV e SSUP no limite lateral <i>updip</i>	66
4-14	Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>dip</i> com malha regular e sem as interfaces das falhas (FLISTR).	67
4-15	Detalhe do gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>dip</i> com malha regular e com as interfaces FLISTR.	68
4-16	Detalhe do gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção <i>strike</i> com malha regular e com as interfaces FLISTR.	68
4-17	Seção mostrando a análise cinemática plana simplificada do estado de tensões nas extremidades de uma falha normal.	69
4-18	Seção normal de uma superfície (traço no plano secante normal) [78, Tenenblat - 1990].	71
4-19	Deformação flexural em um elemento de uma placa retangular [59, Obert e Duvall - 1967]. Seção perpendicular ao eixo <i>y</i> (largura unitária).	72
4-20	Mapa de curvatura média do topo do reservatório.	75
4-21	Malha radial para a determinação da função curvatura normal.	76
4-22	Seção radial segundo o azimute 0°.	77
4-23	Seção radial segundo o azimute 30°.	78
4-24	Seção radial segundo o azimute 60°.	78
4-25	Seção radial segundo o azimute 90°.	79
4-26	Seção radial segundo o azimute 120°.	79
4-27	Seção radial segundo o azimute 150°.	80
4-28	Função curvatura normal aproximada para as imediações do poço P1 no topo do reservatório. Observar a máxima curvatura na direção E-W.	81
5-1	Fotografia de <i>breakouts</i> experimentais [28, Ewy et al. - 1987].	83
5-2	Modelo utilizado para a obtenção da solução de Kirsh, para o estado de tensões ao redor de um furo em uma placa infinita sob um campo de tensões biaxial.	86

5-3	Diagrama de Mohr mostrando a ocorrência de zonas potenciais de ruptura junto à parede do poço, através do critério de Mohr-Coulomb [33, Gough e Bell - 1982].	87
5-4	Zonas preferenciais de ruptura em torno de um poço em função das tensões horizontais (S_H e S_h) e dos parâmetros τ_0 e μ do material [86, Zoback et al. - 1985].	89
5-5	Influência do diferencial de pressões ($p_m - p_f$) sobre as dimensões das zonas de ruptura [86, Zoback et al. - 1985]: (a) $p_m = p_f$; (b) $p_m > p_f$; (c) $p_m < p_f$	89
5-6	Fluxograma da modelagem numérica de Zheng, Kemeny e Cook [84, 1989].	90
5-7	Exemplo de geração de <i>breakouts</i> através do modelo de Zheng, Kemeny e Cook [84, 1989].	91
5-8	Evolução das tensões principais durante a geração de <i>breakouts</i> [84, Zheng, Kemeny e Cook - 1989].	92
5-9	Diagrama de Mohr mostrando a influência da convergência das tensões principais na estabilização do processo de geração de <i>breakouts</i> [84, Zheng, Kemeny e Cook - 1989].	92
5-10	Exemplo de imagem do <i>Bore Hole TeleViewer</i> . Os <i>breakouts</i> são as faixas verticais escuras na metade inferior direita.	93
5-11	Ferramenta para registro do perfil HDT (<i>High resolution Dipmeter well logging Tool</i>).	94
5-12	Situações mais comuns para o alargamento do diâmetro de poços.	96
5-13	Exemplo do perfil BOL.	97
5-14	Resultados da análise de <i>breakouts</i> nos poços da área estudada. Os diagramas de roseta refletem os dados de saída da estatística direcional e não levam em conta o desvio padrão para a direção de S_H em cada intervalo. Foram considerados apenas o comprimento e a direção média. O valor, em metros, na legenda de cada diagrama corresponde ao comprimento total com alargamentos em cada poço. Para o poço P2 são apresentados dois diagramas, para ressaltar a bimodalidade das direções de S_H	102

5-15	Seção sísmica <i>dip</i> do reservatório carbonático passando pelo poço P2. Observar <i>drags</i> associados à falha antitética.	104
A-1	Estrutura das camadas mais externas da Terra [23, Davis - 1984]. O limite crosta-manto é definido por uma descontinuidade sísmica (Moho). O limite litosfera-astenosfera tem caráter termoreológico e é dado por uma isoterma ($\sim 1350^{\circ}C$).	111
A-2	Principais placas litosféricas [80, Turcotte e Schubert - 1982].	112
A-3	Tipos de limites entre placas [43, Isacks et al. - 1968].	113
A-4	Seção geológica esquemática mostrando limites de placas construtivos (à direita) e destrutivos (à esquerda) [20, Cox e Hart - 1986].	114
A-5	(a) Seção esquemática das anomalias magnéticas do fundo oceânico [20, Cox e Hart - 1986]. (b) Padrão em planta das anomalias na Cadeia Meso-Atlântica [80, Turcotte e Schubert - 1982].	115
A-6	Cela de convecção no manto, envolvendo cadeias oceânicas (borda ascendente) e zonas de subducção (borda descendente) [20, Cox e Hart - 1986].	115
A-7	Esquema de falhas transformantes cortando cadeia oceânica [20, Cox e Hart - 1986].	116
A-8	Deslocamentos em falhas transformantes.	116
A-9	Classes de falhas transformantes [74, Suppe - 1985].	117
A-10	Ciclo de Wilson [80, Turcotte e Schubert - 1982].	118
A-11	Modelos isostáticos de Airy e de Pratt [11, Bott - 1982].	119
B-1	Regimes de tensão/deformação na litosfera segundo o Modelo de Anderson [74, Suppe - 1985].	124
C-1	Esquemas mostrando as direções de atuação das tensões e deformações em um ponto.	128
C-2	Relações entre as variáveis envolvidas na solução de problemas em mecânica dos sólidos.	129

D-1	Definição genérica de elementos e nós para problemas unidimensionais no domínio $[0, 1]$	137
D-2	Geometria para o exemplo de <i>montagem</i> de um sistema linear para a resolução de uma equação diferencial através do MEF.	140
E-1	Modos de ruptura sob campos trativos [13, Broek - 1986].	148

Lista de Tabelas

2.1	Principais mecanismos geradores de tensões na litosfera [12, Bott e Kusznir - 1984].	22
2.2	Possíveis fontes de tensões em margens passivas [73, Stein et al. - 1989]. . . .	31
3.1	Carta resumida da estratigrafia da Bacia de Campos [68, Rangel et al. - 1994].	42
4.1	Parâmetros petrofísicos para a simulação.	58
4.2	Parâmetros elásticos das interfaces.	61
5.1	Resultados da análise de <i>breakouts</i> no poço P2.	101
5.2	Resultados da análise de <i>breakouts</i> no poço P3.	101
5.3	Resultados da análise de <i>breakouts</i> nos poços P4 e P5.	101

Capítulo 1

Introdução

A determinação do estado de tensões *in situ* é muito importante na caracterização de reservatórios de petróleo naturalmente fraturados. Mesmo para litologias aparentemente não fraturadas, a definição das tensões *in situ* torna-se relevante no caso de projetos de recuperação avançada de hidrocarbonetos (*EOR* - *Enhanced Oil Recovery*).

O campo de tensões condiciona o modo de fraturamento (ver apêndice E), que, por sua vez, determina direções preferenciais de fluxo no reservatório [39, Heffer e Lean - 1993]. O desconhecimento destas orientações pode levar ao traçado de malhas de desenvolvimento ou de *EOR* inadequadas, com prejuízos significativos na eficiência de varredura e, conseqüentemente, no fator de recuperação dos projetos. No caso de poços horizontais, por exemplo, pode-se prever que a varredura será tanto melhor, quanto mais o poço estiver orientado paralelamente ao eixo da tensão horizontal mínima (S_h), de modo que as fissuras abertas do meio estejam sendo interceptadas perpendicularmente [34, Gretener - 1991]. É importante também salientar que as situações estruturais propícias ao desenvolvimento de fraturas com predominância do Modo I de ruptura (ver apêndice E) ocorrem com muita freqüência, sendo relativamente independentes do ambiente tectônico em que se inserem os reservatórios (figura 1-1) [34, Gretener - 1991].

Em geral, os métodos para a determinação de tensões *in situ* em profundidade envolvem tecnologia de ponta e custos elevados. Não é raro que estes experimentos sejam realizados apenas em estágios avançados do desenvolvimento dos campos, quando os problemas referentes ao fluxo em meio fraturado tornam-se mais evidentes, já comprometendo seriamente

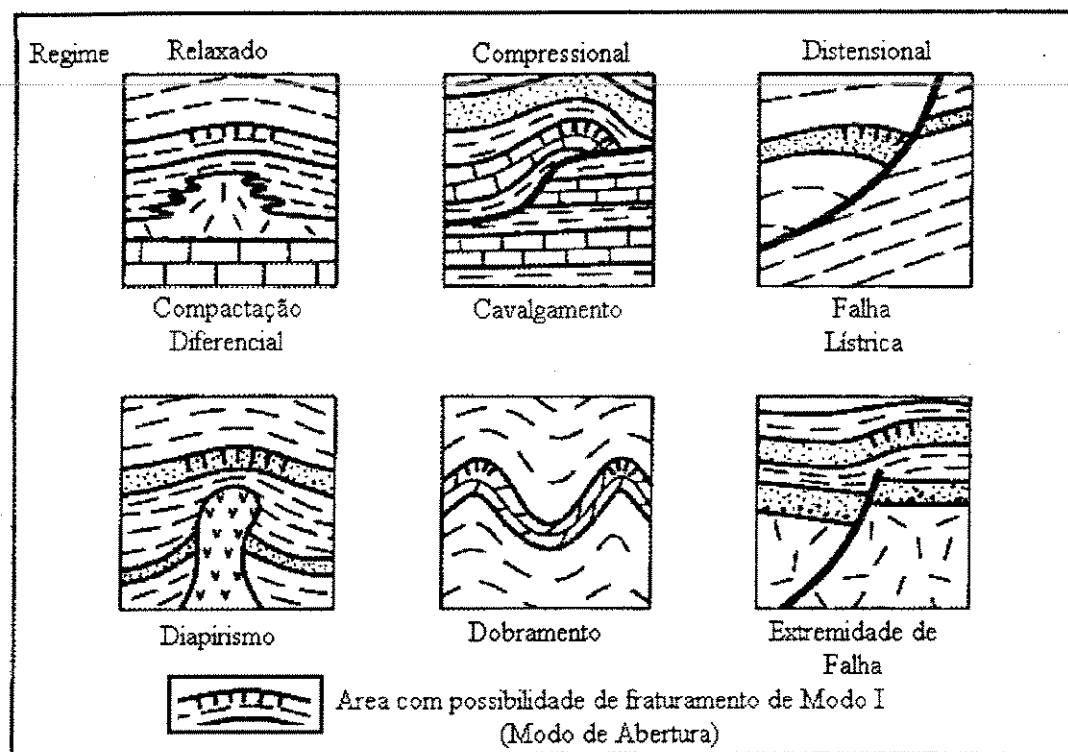


Figura 1-1: Exemplos de campos de tensões localizados que podem gerar fraturas abertas [36, Gretener - 1991].

a economicidade dos projetos.

1.1 Objetivos

No presente trabalho pretende-se investigar o comportamento das tensões *in situ* e a aplicabilidade de dados de *breakouts* em poços para a sua determinação, em um reservatório carbonático da Bacia de Campos, na margem continental brasileira. Os dados de *breakouts* serão utilizados para a validação de modelos conceituais e de modelos numéricos gerados através de malhas de elementos finitos e de análises de curvatura de superfícies.

Os *breakouts* são obtidos através do **perfil dipmeter** (HDT¹, SHDT¹), cuja aquisição é rotineira em poços exploratórios. Para modelagem mecânica e análise de curvatura são utilizados **mapas e seções estruturais** do reservatório. Os dados utilizados para o trabalho são, portanto, disponíveis desde a fase de exploração ou, no máximo, desde o início do desenvolvimento do campo de petróleo. Além desses dados, a execução do trabalho demanda apenas recursos convencionais de *hardware & software*.

1.2 Metodologia Proposta

A metodologia empregada consiste das seguintes etapas:

- (1) definição dos campos de tensões regionais e locais compatíveis com a situação tectono-estrutural do reservatório carbonático analisado;
- (2) modelagem mecânica em malha de elementos finitos e análise de curvatura da estrutura local do reservatório;
- (3) análise do(s) campo(s) de tensões *in situ*, na área estudada, a partir dos dados de *breakouts*;

A primeira etapa, abordada nos capítulos 2 e 3, trata de estudos teóricos e consultas bibliográficas nas áreas de tectônica e de geologia regional e local da área analisada. Os

¹ TradeMark Schlumberger

objetivos básicos foram a fixação de conceitos, a obtenção de dados sobre os campos de tensão que atuam na litosfera em escala global, a definição do posicionamento tectônico do reservatório e a sua caracterização estrutural.

O capítulo 4 corresponde à etapa (2), que envolve aspectos teóricos e práticos da modelagem elástica com elementos finitos e da análise de curvatura de superfícies. Pretendeu-se nessa fase definir modelos numéricos que representassem o reservatório, no que se refere aos estados de tensões possíveis, com base nos modelos conceituais obtidos na primeira etapa.

A etapa (3) é relatada no capítulo 5, que trata dos *breakouts*. Inicialmente, são apresentados dados históricos e conceituais, passando-se a informações já disponíveis para a margem continental e para a Bacia de Campos. No final do capítulo, são analisados os dados de *breakouts* levantados na área estudada. Além da fixação de conceitos sobre *breakouts*, objetivou-se nesta etapa a determinação dos eixos de tensão horizontal máxima (S_H) atuantes no reservatório e na sua vizinhança.

No capítulo 6, é apresentada uma avaliação do método proposto para a determinação de tensões *in situ*. Para finalizar, são sumarizadas as principais conclusões sobre o estado de tensões e sobre as direções preferenciais para o fraturamento de Modo I no reservatório carbonático.

Capítulo 2

Tensões na Litosfera

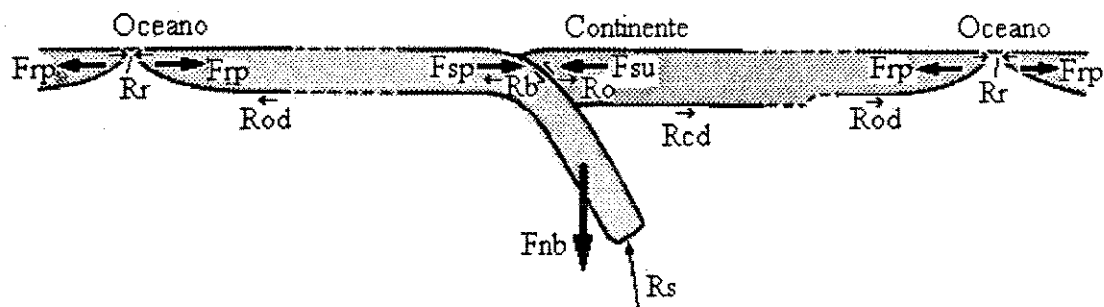
A **litosfera**, camada superficial mais rígida da Terra, está sujeita à atuação de tensões regionais relacionadas à própria configuração termomecânica do planeta. Os aspectos dinâmicos e cinemáticos dessa configuração somente começaram a ser compreendidos mais integradamente nas últimas três décadas, com a consolidação da teoria da tectônica de placas (ver apêndice A). Uma das contribuições importantes desta teoria foi a definição de um conjunto de forças viáveis para atuação na litosfera, conforme será discutido a seguir.

2.1 Esforços Atuantes na Litosfera

As principais forças tectônicas que atuam na litosfera¹ [12, Bott e Kusznir - 1984] estão relacionadas ao sistema convectivo do manto (ver apêndice A, figura 2-1 e tabela 2.1).

A força de *slab-pull* corresponde ao peso da placa fria e densa que mergulha na astenosfera nas zonas de subducção. Esta é a força de maior magnitude, se analisada em separado. No entanto, a resistência do atrito entre as placa e o empuxo astenosférico reduzem bastante a tensão líquida do sistema de subducção, que, em geral, corresponde a uma tração moderada nas imediações das fossas. A flexura da placa descendente pode também contribuir com alguma tração (*external bulge*). A força de *trench suction* (figura 2-1 e tabela 2.1) traciona a placa superposta, em direção ao o espaço criado pela subducção.

¹Estas forças são aqui designadas pelas expressões originais em inglês por que não há termos equivalentes consagrados em português.



Forças que podem atuar nas imediações dos limites de placas:

Frp - ridge push	Rr - reação na dorsal	Rod - atrito de arrasto do manto sob o oceano
Fnb - empuxo negativo	Rs - reação de empuxo	(interpretado como reação)
Fsp - slab pull	Rb - reação flexural	Rcd - atrito de arrasto do manto sob o continente
Fsu - trench suction	Ro - reação de atrito	(interpretado como reação)
	entre as placas	

Resistências das falhas transformantes e de colisão não são mostradas. Diagrama fora de escala.

Figura 2-1: Principais esforços tectônicos que atuam na litosfera [11, Bott - 1982].

Mecanismo	Tipo	Nível Máximo
<i>Slab-pull</i>	Tração	50 MPa(?)
<i>Trench suction</i>	Tração	30 MPa(?)
<i>Ridge-push</i>	Compressão	30 MPa
<i>Basal drag</i>	Tr./Compr.	50 MPa
Resistência colisional	Compressão	?

Tabela 2.1: Principais mecanismos geradores de tensões na litosfera [12, Bott e Kusznir - 1984].

A força de *ridge-push* está relacionada ao processo de espalhamento do assoalho oceânico nos limites de placas divergentes. A origem desta força é atribuída a dois fenômenos principais:

- ascensão das isotermas, levando a uma expansão generalizada no eixo das cadeias, que acaba por comprimir a litosfera oceânica adjacente [11, Bott - 1982];
- aumento do peso e da espessura da crosta oceânica, em resfriamento, que desce das dorsais para a planície abissal, tracionando a região elevada e causando compressão no interior da placa [70, Richardson - 1992].

O atrito do material astenosférico em fluxo convectivo junto à base da litosfera (*basal drag*) pode constituir um mecanismo para a movimentação das placas, a depender da viscosidade da astenosfera e da velocidade da convecção. Em uma situação extrema, a litosfera poderia estar sendo passivamente arrastada pela astenosfera (ver apêndice A, página 114), na hipótese do *basal drag* predominar sobre as demais forças atuantes.

A resistência colisional tem caráter fortemente compressivo e ocorre nas fossas oceânicas e em zonas de colisão continental, por conta de reações de atrito e de empuxo ao processo de subducção. Nas fossas, a área sob compressão é estreita, restringindo-se praticamente à zona de contato entre as placas superior e inferior; forças trativas atuam nas imediações da fossa. A área de atuação da força colisional é muito mais ampla nas zonas de colisão continental, onde são notáveis os efeitos de espessamento crustal e de acomodação de deformações ao longo de falhas de rejeito direcional.

Além das forças tectônicas listadas na tabela 2.1, outros importantes forças não tectônicas² atuam na litosfera [12, Bott e Kusznir - 1984]:

- forças relacionadas com variações laterais de densidade em zonas de espessamento crustal ou de ascensão de isotermas (afinamento litosférico), além de outros fenômenos isostáticos relacionados com glaciação, erosão, sedimentação ou magmatismo [2, Artyushkov - 1983];

²Observar que ocorrem superposições entre forças tectônicas e não tectônicas - *external boulege*, nas zonas de subducção e ascensão de isotermas nas dorsais, por exemplo.

- forças flexurais associadas a glaciação, sedimentação, magmatismo e subducção [80, Turcotte e Schubert - 1982];
- forças de membrana [80, Turcotte e Schubert - 1982] devidas ao deslocamento das placas ao longo de meridianos, por causa da variação do raio de curvatura da Terra, que diminui do Equador para os polos.
- forças devidas a contrastes laterais de resistência das rochas, como no caso de zonas de cisalhamento [87, Zoback, M. L. - 1992].

Os fenômenos isostáticos são predominantemente trativos, enquanto que os outros três tipos de forças geram tanto tração quanto compressão.

As forças tectônicas atuam mais globalmente, são constantemente renovadas e, em geral, podem ser amplificadas por efeitos reológicos que tendem a reduzir a seção litosférica líquida que suporta as tensões. As forças não tectônicas tendem a atuar em regiões mais restritas, não são renováveis e não estão sujeitas ao fenômeno de amplificação, mas podem gerar tensões superiores às tensões tectônicas em até uma ordem de grandeza [63, Park - 1988].

2.1.1 Técnicas de Determinação de Tensões *In Situ*

A interferência entre forças regionais e locais, em diversas escalas, determina os campos de tensões que atuam na litosfera (ver itens 2.1.2 e 2.1.3). De um modo geral, estes campos podem ser definidos pelas suas tensões principais, uma das quais geralmente está orientada segundo a vertical (S_v), enquanto que as outras duas (S_H e S_h)³ são horizontais e ortogonais entre si (ver apêndices B e C). Para o estudo destas tensões, tem sido desenvolvidos vários métodos e ferramentas. Além da análise de *breakouts*, que será discutida em detalhes no capítulo 5, podem ser citados os mecanismos focais de terremotos, as técnicas de medição direta (*overcoring*, *anelastic strain recovery* e fraturamento hidráulico), a análise de dados geológicos recentes (rejeitos de falhas e alinhamentos vulcânicos) e os métodos sísmicos.

A análise de mecanismos focais de terremotos baseia-se no mapeamento das formas de onda geradas por abalos sísmicos, através de uma rede de estações sismográficas [20, Cox e

³Em outros textos podem ser encontradas as designações equivalentes σ_v , σ_H e σ_h para as tensões principais atuantes na litosfera.

Hart - 1986]. Além da determinação de parâmetros de localização (epicentro, hipocentro), podem ser definidas as zonas de primeiras quebras compressionais e dilatacionais, cuja disposição espacial permite tecer inferências sobre o regime de tensões (ver apêndice B) que gerou o terremoto.

Os vetores de rejeito, medidos em planos de falhas recentes, podem ser analisados da mesma forma que os mecanismos focais [87, Zoback, M. L. - 1992]. Estes dados são objeto de estudo da **análise neotectônica**, uma disciplina que tem se desenvolvido bastante nas últimas duas décadas.

As técnicas genericamente designadas como *overcoring* envolvem a medição tridimensional da deformação (*strain relief*) em uma amostra isolada (parcial ou completamente) do maciço rochoso onde se encontrava [87, Zoback, M. L. - 1992]. Se a unidade estiver sujeita a um campo de tensões anisotrópico, a deformação medida na amostra tende a ser maior na direção da maior compressão. Com estas medidas, o tensor das tensões pode ser determinado, se o tensor dos parâmetros petrofísicos do material estiver disponível. A técnica conhecida como *ASR* (*Anelastic Strain Recovery*) consiste na medição de *strain relief* em testemunhos orientados, com equipamento portátil, imediatamente após a testemunhagem [52, Miller II et al. - 1994].

A técnica de fraturamento hidráulico consiste na pressurização de um intervalo de um poço através de injeção de água, até o desenvolvimento de fraturas trativas alinhadas com a direção de S_H . A interpretação das curvas de pressão e de bombeamento permite uma determinação razoável da magnitude da tensão horizontal mínima (S_h), bem como dos limites para o valor da tensão horizontal máxima (S_H) [87, Zoback, M. L. - 1992]. Como a tensão vertical (S_v) pode ser estimada pelo peso da seção sobrejacente ao intervalo analisado, o método possibilita a caracterização das magnitudes do tensor das tensões. Medidas de orientação das tensões horizontais podem ser obtidas através da detecção da direção das fraturas induzidas, por imageamento das paredes do poço, ou através de impressões em *packers* infláveis. Caso estes dados não possam ser disponibilizados, as direções das tensões podem ser inferidas com outras técnicas (análise de *breakouts*, por exemplo).

O mapeamento da orientação de diques e de alinhamentos de condutos vulcânicos corresponde à observação de fenômenos naturais cujo fundamento físico é o mesmo do fratura-

mento hidráulico [87, Zoback, M. L. - 1992]. Neste caso, o fluido pressurizador não é a água injetada, e sim, o magma que desencadeia o processo vulcânico. Obviamente não há um controle da magnitude das tensões envolvidas, mas diques e alinhamentos de cones vulcânicos tendem a orientar-se perpendicularmente à tensão horizontal mínima (S_h). Deve-se atentar para estruturas pré-existentes e para condicionamentos litológicos, que podem determinar orientações não alinhadas com o campo de tensões atual.

Os métodos sísmicos, utilizados para a determinação de tensões, baseiam-se no estudo da propagação de ondas em meios anisotrópicos, que caracterizam-se pela variação da velocidade sísmica, de acordo com a direção de medição. No modelo de anisotropia distensiva dilatacional (*EDA - Extensive Dilatancy Anisotropy*), a variação direcional da velocidade é atribuída à presença de microfissuras orientadas na rocha, cuja direção deve ser perpendicular ao alinhamento da tensão mínima atuante. Como esta é também a direção de mínima velocidade de propagação, a orientação do campo de tensões pode ser inferida a partir da caracterização da anisotropia sísmica do meio.

2.1.2 Padrões de Tensões na Litosfera

O relatório do *World Stress Map Project - WSMP* [87, Zoback, M. L. - 1992] apresenta um sumário dos padrões de tensões que atuam na litosfera, com base em mais de 7300 determinações de tensões *in situ*. Os dados são regionalmente consistentes, mesmo para métodos de investigação que amostram profundidades e volumes de rocha diferentes. As principais conclusões reportadas foram as seguintes:

- em vastas regiões da Terra as tensões estão orientadas uniformemente, ou apresentam um padrão uniforme de orientações;
- há uma predominância significativa dos regimes compressionais e transcorrentes ($S_H > S_v$);
- os regimes distensionais ($S_v > S_H$) estão geralmente associados a elevações topográficas e batimétricas regionais nos continentes e nos oceanos;

- em muitas áreas a orientação da tensão horizontal máxima (S_H) é aproximadamente paralela à direção de movimento absoluto das placas;
- a consistência regional das orientações e das magnitudes das tensões permite a definição de **províncias de tensões**, que tendem a coincidir com as províncias fisiográficas, sobretudo em áreas tectonicamente ativas.

A predominância de regimes com tensão máxima compressiva horizontal (compressionais e transcorrentes) sugere que as forças de *ridge-push* e de resistência colisional têm um peso significativo na geração de tensões na litosfera. O paralelismo entre as orientações das tensões e as direções de movimento absoluto das placas poderia ser um argumento em favor da relevância do *basal drag*, mas foi demonstrado que os polos de torque da força de *ridge-push* estão também muito próximos dos polos de rotação das placas [70, Richardson - 1992]. Desta forma, o *basal drag* é encarado mais como uma resistência do que como uma propulsão. As forças trativas relacionadas à subducção (*slab-pull* e *trench suction*) parecem ter atuação limitada no interior das placas.

Os fenômenos isostáticos também têm forte influência sobre os campos de tensões litosféricos, como indica a associação dos regimes distensionais com elevações, normalmente devidas a espessamento crustal ou a ascensão de isothermas.

Esta maior importância das forças de *ridge-push*, de resistência colisional e de isostasia, na definição dos estados de tensões atuantes, reforça a hipótese de um papel ativo da litosfera no sistema convectivo da Terra (ver apêndice A, página 114). Adicionalmente, a predominância de regimes compressivos e transcorrentes indica que o estado referencial litostático é mais adequado que o modelo de restrição lateral da deformação (ver apêndice B, página 121), na análise de problemas mecânicos na litosfera [51, McGarr - 1988].

2.1.3 Superposição de Campos de Tensões

A interferência de campos de tensão mais localizados com os campos regionais compressivos definidos pelo *WSMP* pode provocar rotações das tensões principais horizontais. Partindo-se de um campo regional de tensões, dado pelas tensões horizontais principais S_H e S_h , alinhadas com o sistema principal de coordenadas (x_1, x_2) , conforme o esquema da figura

2-2, analisaremos o que acontece com a superposição de um campo trativo de magnitude σ_L , orientado segundo a direção x'_2 , de um sistema de coordenadas, que faz um ângulo θ com o referencial principal. Observando-se que

$$\begin{cases} \sigma'_{22} = \sigma_L \\ \sigma'_{11} = 0 \end{cases},$$

as componentes do campo local no referencial regional (x_1, x_2) são dadas por

$$\begin{cases} \tau_{L12} = -\frac{1}{2}(\sigma'_{11} - \sigma'_{22}) \sin 2\theta = \frac{1}{2}\sigma_L \sin 2\theta \\ \sigma_{L1} = \frac{1}{2}(\sigma'_{11} + \sigma'_{22}) + \frac{1}{2}(\sigma'_{11} - \sigma'_{22}) \cos 2\theta = \frac{1}{2}\sigma_L(1 - \cos 2\theta) \quad [44, \text{Jaeger e Cook - 1979}], \\ \sigma_{L2} = \frac{1}{2}(\sigma'_{11} + \sigma'_{22}) - \frac{1}{2}(\sigma'_{11} - \sigma'_{22}) \cos 2\theta = \frac{1}{2}\sigma_L(1 + \cos 2\theta) \end{cases}$$

de modo que, somando-se o campo regional dado por S_H e S_h , temos, no referencial original,

$$\begin{cases} \tau_{12} = \tau_{L12} = \frac{1}{2}\sigma_L \sin 2\theta \\ \sigma_{11} = S_H + \sigma_{L1} = S_H + \frac{1}{2}\sigma_L(1 - \cos 2\theta) \\ \sigma_{22} = S_h + \sigma_{L2} = S_h + \frac{1}{2}\sigma_L(1 + \cos 2\theta) \end{cases}.$$

Como agora ocorrem tensões cisalhantes (τ_{12}) associadas às direções do referencial (x_1, x_2) , estas não são mais direções principais, da mesma forma que σ_{11} e σ_{22} não são mais tensões principais. O ângulo de rotação para o novo referencial principal (x_1'', x_2'') pode ser calculado da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \tan \gamma &= \frac{2\tau_{12}}{\sigma_{11} - \sigma_{22}} \\ \gamma &= \frac{1}{2} \arctan \frac{\sin 2\theta}{[(S_H - S_h)/\sigma_L] - \cos 2\theta} \end{aligned} \quad [44, \text{Jaeger e Cook - 1979}]. \quad (2.1)$$

Esta última equação é importante porque, se tivermos idéia do ângulo de rotação envolvido, podemos obter a relação

$$(S_H - S_h)/\sigma_L,$$

que é útil na determinação da magnitude das tensões. A diferença $(S_H - S_h)$ é conhecida como tensão desviatória; fica claro, na equação (2.1), que, quanto maior a razão entre a

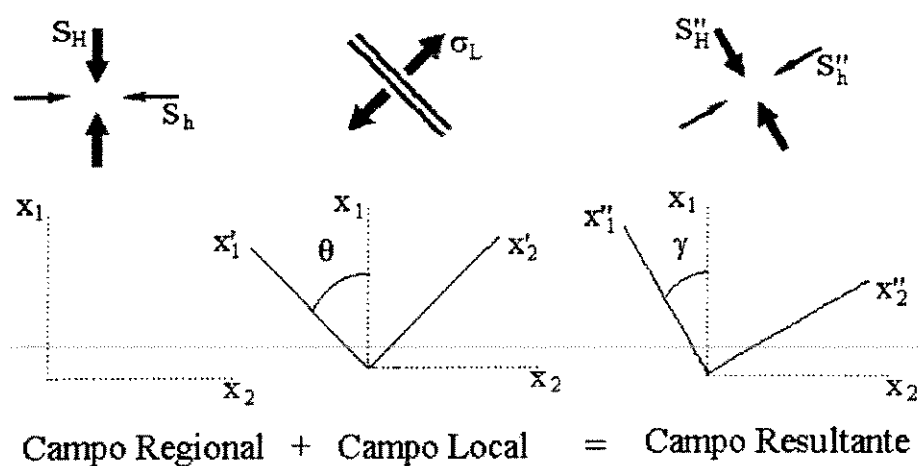


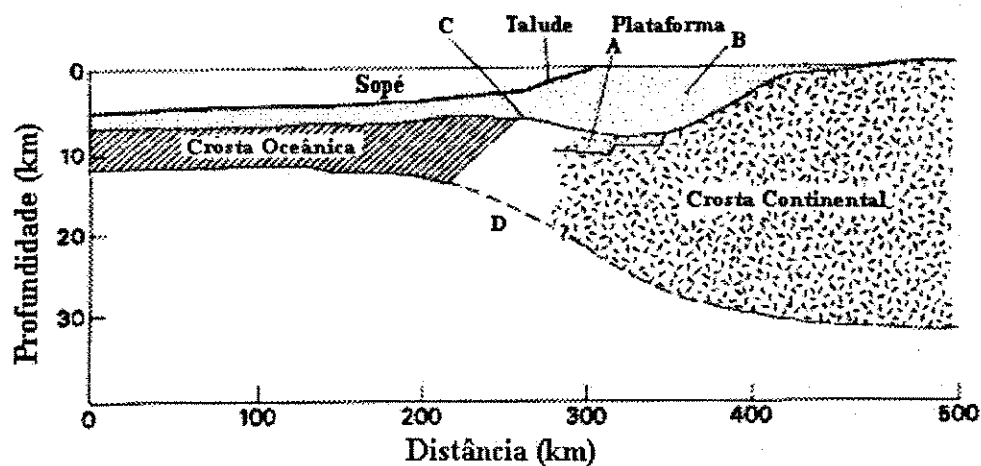
Figura 2-2: Esquema exemplificando a superposição de campos de tensões [87, Zoback, M. L. - 1992].

tensão desviatória regional e as tensões locais, menor é a rotação das tensões principais.

Os esforços isostáticos dão origem a tensões trativas e determinam os campos superpostos mais evidentes, conforme já foi visto no item anterior. Um exemplo notável deste fenômeno ocorre na Placa Africana, onde a tensão horizontal máxima S_H , de direção aproximadamente *E-W*, é desviada para $N40^\circ-50^\circ E$, na região do *Rift* do Leste Africano, por conta da superposição de um regime trativo também de direção aproximada *E-W*. As forças relacionadas a flexuras da litosfera e a contrastes laterais de resistência também podem impor rotações consideráveis aos campos regionais.

Considerando-se escalas de interferência menores, o campo de tensões resultante pode ser influenciado por situações ainda mais localizadas:

- movimentação (fluxo, ou inclusive diapirismo) de camadas de evaporitos ou de folhelho;
- acomodação da deformação em extremidades de falhas;



A: sedimentos da fase "rift"
 B: sedimentos da fase "drift"
 C: contato continente-oceano raso encoberto por sedimentos
 D: transição crustal gradacional em profundidade

Figura 2-3: Seção geológica esquemática de uma margem passiva [11, Bott - 1982].

- compactação diferencial;
- flexuras em charneiras de dobramentos e em *drags* de falhas.

A análise destas situações de controle local do estado de tensões é muito importante para a caracterização de reservatórios fraturados (figura 1-1).

2.2 Margens Passivas

Margens continentais que coincidem com limites de placas convergentes ou transformantes, como é o caso da costa Oeste da América do Norte, são denominadas **margens ativas**. Por outro lado, as margens continentais localizadas no interior das placas são conhecidas como **margens passivas** (ver figura 2-3). A costa Atlântica brasileira constitui uma margem passiva típica (ver item 3.1.1).

As **margens passivas** desenvolvem-se com a abertura de um novo oceano, no limite deste último com o domínio continental, e caracterizam-se por uma litosfera continental

estirada pelo processo de *rifteamento* (ver figura 2-3 e apêndice A, figuraA-10). As margens passivas são locais de expressiva subsidência⁴, o que permite a acumulação de espessas cunhas sedimentares, nas chamadas **bacias marginais**. Esta sedimentação ocorre em duas fases principais (figura 2-3):

- fase *rift*: sedimentos clásticos continentais que evoluem para sucessões lacustres, com ou sem vulcanismo associado, depositadas ao longo dos vales (*grabens*) que marcam a zona de ruptura continental;
- fase *pós-rift*: sucessões evaporíticas de mar restrito dando lugar a seqüências carbonáticas e clásticas de oceano aberto.

2.2.1 Tensões em Margens Passivas

Os principais esforços geradores de tensões nas margens passivas estão listados na tabela 2.2, excluindo-se os efeitos de deglaciação, que são relativamente comuns nas margens do Atlântico-Norte.

Tipo	Magnitude	Direção	Variação Espacial
Contraste de densidades	10 MPa	normal à margem	distensão no continente compressão no oceano
<i>Ridge-push/ Basal-drag</i>	10 MPa	variável	compressão generalizada
Flexura da carga sedim.	100 MPa	normal à margem	distensão no continente compressão no oceano

Tabela 2.2: Possíveis fontes de tensões em margens passivas [73, Stein et al. - 1989].

O contraste na estrutura de densidades entre a litosfera continental e a litosfera oceânica faz com que a pressão sob o continente seja maior que sob o oceano até a profundidade de compensação isostática, onde estas pressões tornam-se iguais (figura 2-4). Deste modo, a litosfera continental tende a expandir-se sobre a litosfera oceânica, gerando tensões trativas no continente e compressivas no domínio oceânico [73, Stein et al. - 1989]. Estas tensões de

⁴A subsidência é causada inicialmente pelo estiramento da litosfera continental e posteriormente pelo aumento de densidade da litosfera oceânica, que vai se resfriando a medida que se afasta do alinhamento de espalhamento oceânico.

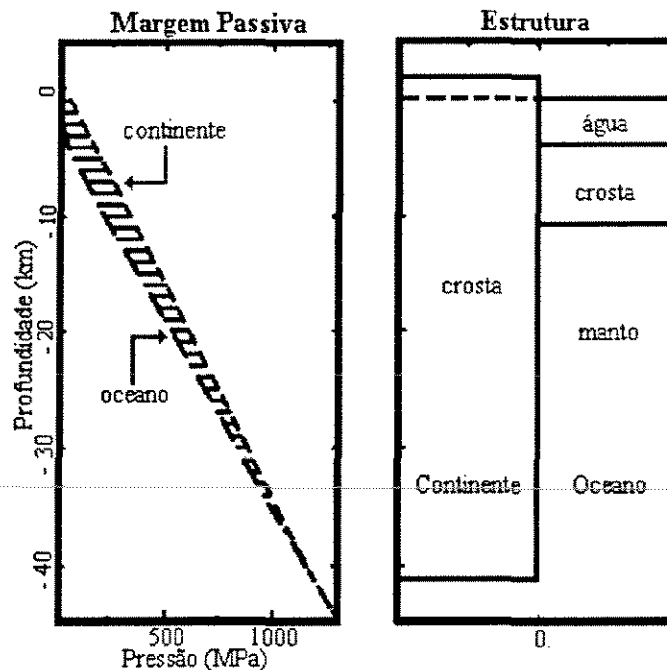


Figura 2-4: Modelo esquemático para as tensões de expansão da litosfera continental [73, Stein et al. - 1989].

expansão (*spreading stresses*) têm direção normal à margem continental e podem ser avaliadas pela média da diferença de pressões até a profundidade de compensação (magnitudes de dezenas de MPa). Na figura 2-4, pode-se observar que maiores elevações na margem continental intensificam as tensões de expansão.

A combinação das forças de *ridge-push* e *basal drag* (ver item 2.1) gera tensões compressivas nas margens passivas, cuja orientação depende basicamente do ângulo entre o alinhamento da margem e a direção de espalhamento oceânico. A magnitude destas tensões é da ordem de dezenas de MPa e varia em função da idade da crosta oceânica, da velocidade da placa e do coeficiente de atrito na base da litosfera [73, Stein et al. - 1989].

As margens passivas são locais de acumulação de espessas cunhas sedimentares. Em um modelamento elástico, as tensões flexurais geradas pelo peso da carga sedimentar sobre a litosfera podem atingir magnitudes de algumas centenas de MPa, para espessuras de sedimentos da ordem de 10km [73, Stein et al. - 1989]. Considerando-se a porção superior da litosfera, acima da superfície de tensão flexural neutra, estas tensões são compressivas no

domínio oceânico e distensivas no domínio continental (*continental bulge*). Para um modelo mais realista, considerando-se um perfil reológico com transição rúptil/dúctil, a magnitude das tensões pode ser menor, sobretudo para baixas taxas de sedimentação. Ainda assim, as tensões flexurais devem ser superiores ao *spreading stress* e às tensões resultantes da combinação *ridge-push/basal drag* em quase uma ordem de grandeza.

2.2.2 Deslizamentos Gravitacionais

O imageamento sísmico de muitas margens passivas tem evidenciado deslizamentos da seção sedimentar ao longo de superfícies de descolamento [19, Cobbold e Szatmari - 1991]. Estes descolamentos são viabilizados pelo fluxo de materiais dúcteis, como evaporitos ou folhelhos, ao longo de paleotaludes em função da própria carga gravitacional dos sedimentos sobrejacentes. A deformação e a deposição das seqüências sobrepostas passam então a ser controladas pela movimentação das camadas de sal (ou de folhelho), em um regime conhecido como *thin skinned tectonics*, também designado com termos mais específicos como halocinese (deformação relacionada a fluxo de sal) ou lutocinese (deformação relacionada a fluxo de folhelhos).

Em linhas gerais, as estruturas de deslizamento definem três domínios na margem continental:

- domínio distensional superior (proximal): falhas lítricas de crescimento com *rollovers*;
- domínio intermediário: deslizamento de blocos rígidos com pouca deformação interna;
- domínio compressional inferior (distal): dobramentos e diapirismo.

Estas feições podem ser observadas na seção exemplificada na figura 2-5, que mostra fenômenos de deslizamento gravitacional que ocorrem no Golfo do México.

Para um modelo de margem passiva aproximadamente retilínea, as tensões geradas pelo fluxo definem forças trativas proximais e forças compressivas distais, normais à margem em ambos os casos. Desta forma, a tensão S_H deve ser paralela à margem no domínio superior e ortogonal à margem no domínio inferior. Para a situação de linhas de costa irregulares, podem ser aplicados os modelos de deslizamento radial [19, Cobbold e Szatmari - 1991].

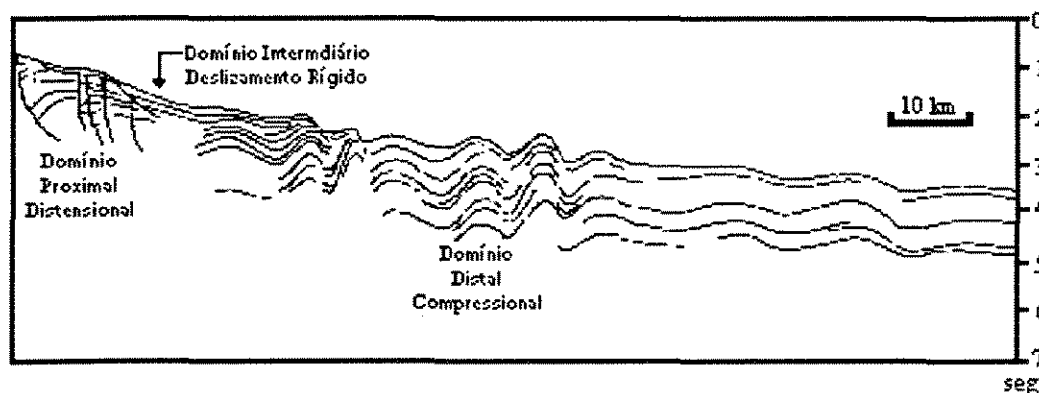


Figura 2-5: Seção sísmica do Golfo do México [19, Cobbold e Szatmari - 1991)]. Observar os domínios estruturais, com falhas lítricas na área proximal, deslizamento rígido na porção intermediária e dobramentos na área distal.

O deslizamento radial convergente (*convergent gliding*) está associado a reentrâncias costeiras. Neste modelo, o estado de tensões no domínio distal é caracterizado por compressão generalizada (figura 2-6).

O caso de deslizamento radial divergente (*divergent gliding*) corresponde à situação de saliências costeiras, com fluxo sobre um paleotalude, que pode ser modelado com a superfície externa de um tronco de cone ou de pirâmide. Neste caso, o campo de tensões proximal é marcado por distensão generalizada (figura 2-6).

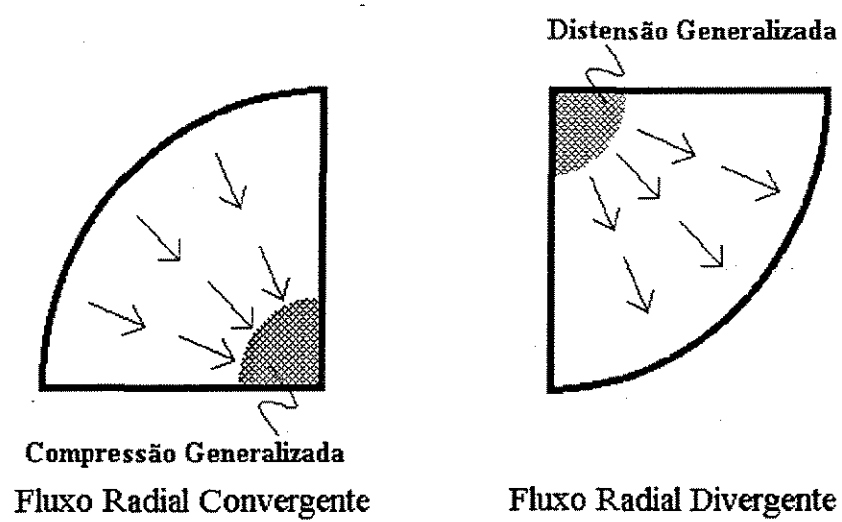


Figura 2-6: Modelos cinemáticos para deslizamento radial [19, Cobbold e Szatmari - 1991].

Capítulo 3

Geologia da Área Estudada

Para o presente estudo, foi selecionado um reservatório carbonático Albiano situado na Bacia de Campos, na margem continental brasileira (ver item 1.1). A seguir serão abordadas algumas características do contexto geológico e tectônico em que se insere a área estudada, que podem ser relevantes para a definição dos campos de tensões atuantes.

3.1 Geologia da Margem Continental Brasileira e da Bacia de Campos

3.1.1 O Sistema de Bacias Marginais da Costa Leste do Brasil

A margem continental brasileira (figura 3-1) está situada no interior da placa Sul-Americana e desenvolveu-se a partir do Cretáceo Inferior, com a separação entre a América do Sul e a África, conforme as três primeiras etapas do **Ciclo de Wilson** (ver apêndice A, figura A-10). O *rift* implantado a aproximadamente 140 Ma, no interior do supercontinente *Pangea*, evoluiu para uma zona de espalhamento oceânico que deu origem ao Atlântico Sul (figura 3-2) [76, Sykes - 1978]. Neste processo de ruptura continental, a margem equatorial no Norte do Brasil experimentou um regime transcorrente, que levou à formação de bacias estruturalmente complexas, enquanto que a costa Leste esteve sujeita inicialmente a um regime distensional, que resultou em um sistema de **bacias de margem passiva** (figura 3-2) [16, Chang et al. - 1992].

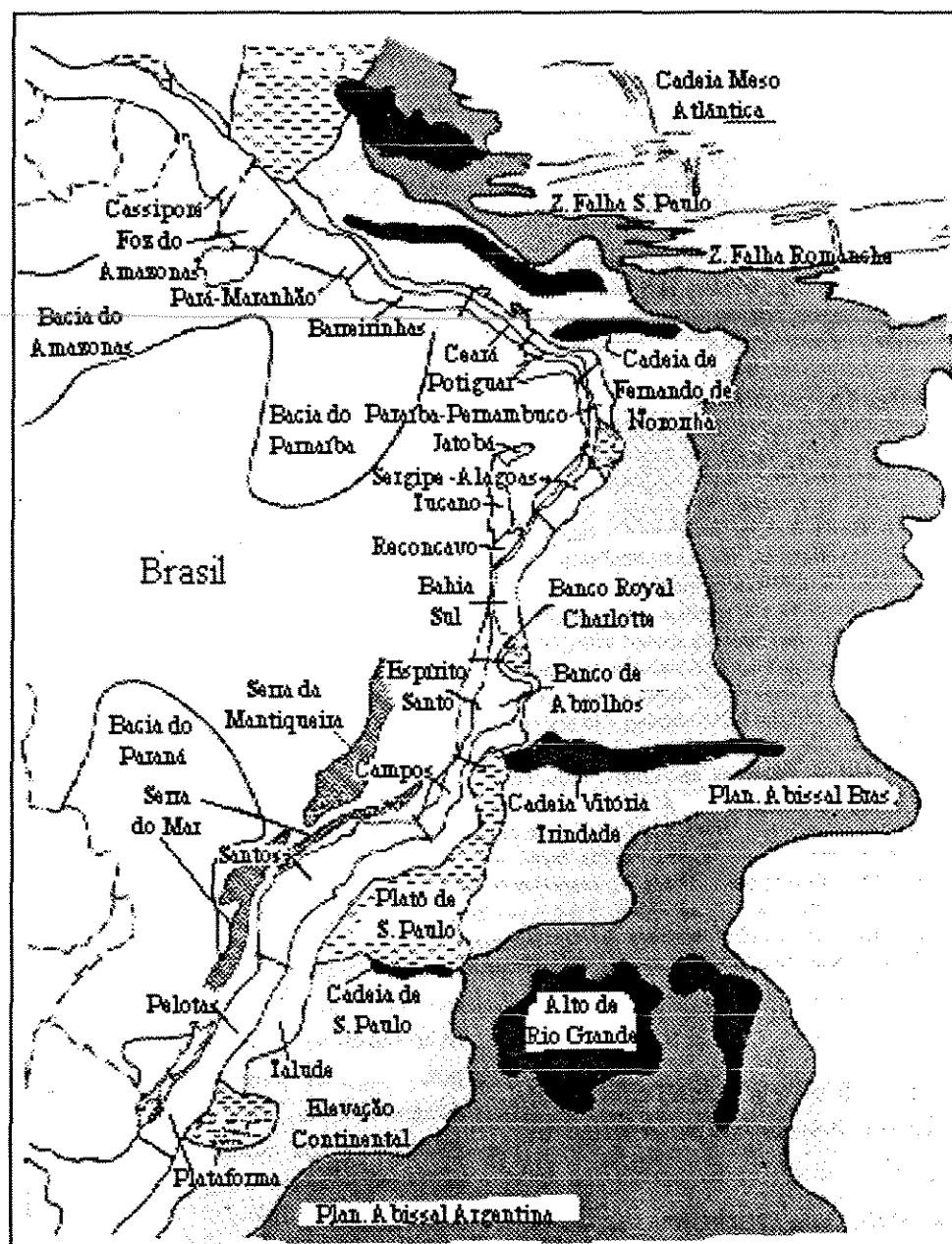


Figura 3-1: Principais feições da margem continental brasileira [16, Chang et al. - 1992].

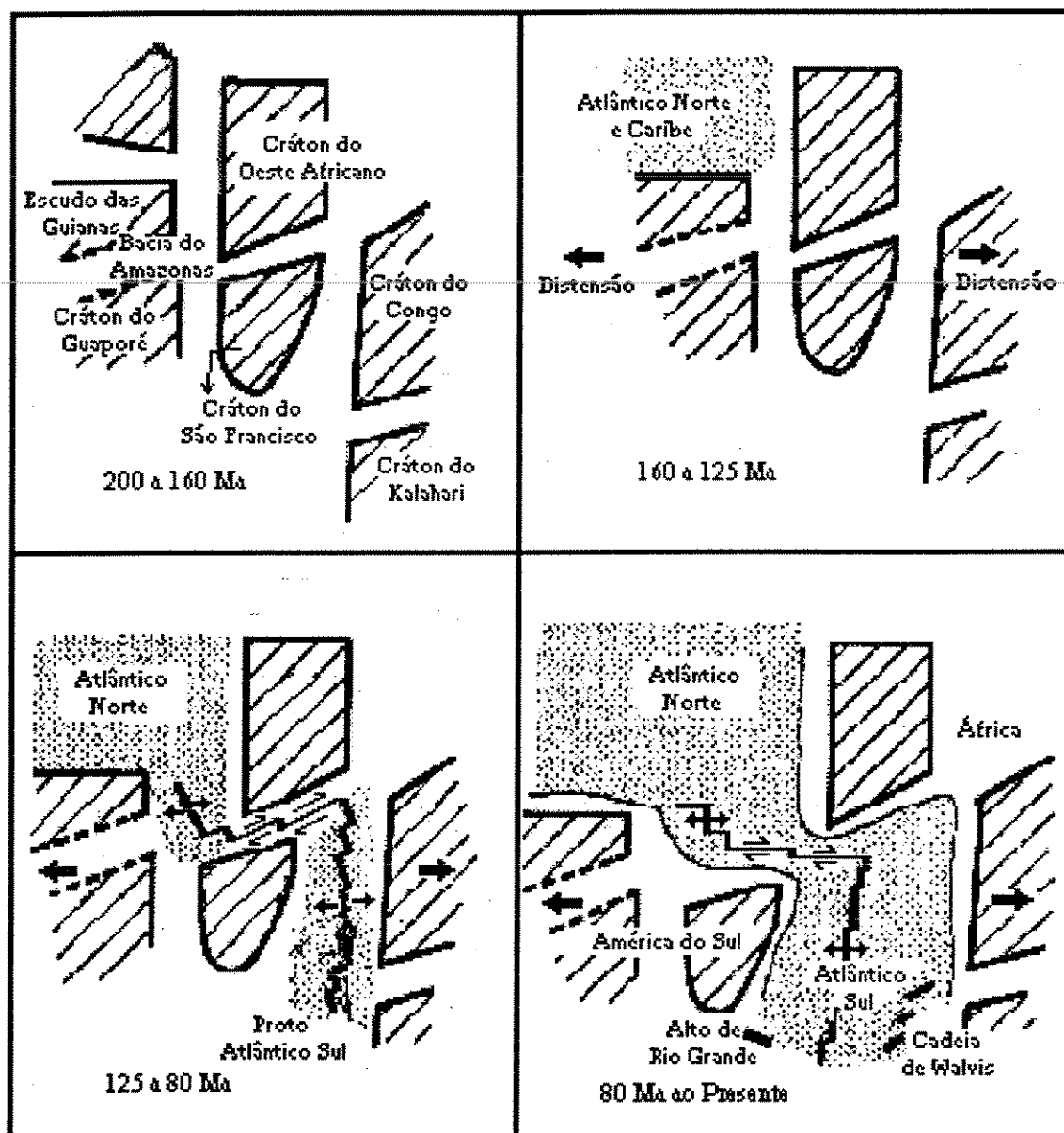


Figura 3-2: Evolução da abertura do Atlântico-Sul [76, Sykes - 1978].

A margem continental Leste do Brasil está subdividida em seis bacias marginais, separadas por altos estruturais aproximadamente transversais à costa (figura 3-1):

- Bacia de Pelotas;
- Bacia de Santos¹;
- Bacia de Campos¹ ;
- Bacia do Espírito Santo¹ ;
- Bacia Bahia-Sul, englobando as bacias de Cumuruxatiba, Jequitinhonha, Almada, Camamu e Jacuípe;
- Bacia Sergipe-Alagoas¹ .

A estratigrafia destas bacias pode ser sistematizada com base em dois grupos de seqüências de terceira ordem [68, Rangel et al. - 1994]: as seqüências continentais do *rift* e as seqüências marinhas de margem passiva. O limite entre estes dois grupos é marcado por uma seqüência transicional evaporítica.

A sedimentação das seqüências continentais iniciou com a subsidência devida ao estiramento crustal, associado à implantação do *rift* no Cretáceo Inferior. Os sedimentos tafrogênicos² dessa primeira fase (associados a vulcanitos nas bacias de Pelotas, Santos, Campos e Espírito Santo) foram encobertos pelos evaporitos da seqüência transicional, depositados em ambiente de mar restrito, no Aptiano. Acredita-se que elevações, como, por exemplo, a Cadeia de São Paulo (figura 3-1), restringiam periodicamente a circulação das águas oceânicas, isolando *mares* e *lagos salgados* a Norte, onde a evaporação levava à deposição de espessas camadas de sal.

A fase *drift* ou fase de margem passiva, caracterizada por subsidência termal (ver página 30), iniciou por volta do Albiano com o desenvolvimento de uma plataforma carbonática rasa. Posteriormente, no Cenomaniano, os calcários de água rasa foram afogados por sedimentos hemipelágicos transgressivos com níveis turbidíticos intercalados. A partir do Paleoceno a

¹Bacia produtora de hidrocarbonetos.

²Sedimentos lacustres *sensu lato*, depositados em lagos encaixados nos *rift valleys*.

sedimentação nas bacias marginais passou a ter um caráter regressivo. As cunhas progradação das últimas seqüências são formadas por sedimentos deltaicos e plataformais nos *top-sets*, e por folhelhos distais e turbiditos nos *fore-sets* [16, Chang et al. - 1992].

3.1.2 Bacia de Campos

A Bacia de Campos é a mais importante entre as bacias produtoras de hidrocarbonetos brasileiras, respondendo pela maior parte das reservas e da produção nacional de óleo e por uma fração igualmente significativa das reservas e da produção de gás natural. A bacia ocupa uma área de cerca de 10^5 km^2 , estendendo-se desde a costa até a isóbata de 3400m; ao Sul, o limite com a Bacia de Santos é definido pelo Alto de Cabo Frio e, ao Norte, o Alto de Vitória marca o limite com a Bacia do Espírito Santo (figura 3-3). A Falha de Campos corresponde à zona de charneira (figura 3-3) que separa a parte profunda da bacia a Leste, onde ocorrem os sedimentos cretácicos, da parte rasa, mais a Oeste, próximo da costa, onde os sedimentos terciários foram depositados diretamente sobre o embasamento [35, Guardado et al. - 1989].

Estratigrafia

A estratigrafia da Bacia de Campos pode ser analisada simplificada através dos grupos de seqüências definidos anteriormente [68, Rangel et al. - 1994], cuja associação com as unidades litoestratigráficas locais está esquematizada na tabela 3.1.

A Formação Cabiúna marca o início da deposição das seqüências do *rift* e é caracterizada por derrames basálticos subalcalinos, intercalados com rochas vulcanoclásticas e com níveis de conglomerado polimítico.

A parte inferior da Formação Lagoa Feia, que recobre discordantemente os basaltos, é definida por uma intercalação de leques aluviais e leques deltáicos (ambiente proximal e margem de lagos), com folhelhos e margas lacustres e com bancos de coquinas e arenitos coquinóides. Os folhelhos negros desta unidade tem sido reportados como os principais geradores de hidrocarbonetos da Bacia de Campos [53, Mohriak et al. - 1989]. A seqüência transicional corresponde ao topo da Formação Lagoa Feia (Membro Retiro), formado por

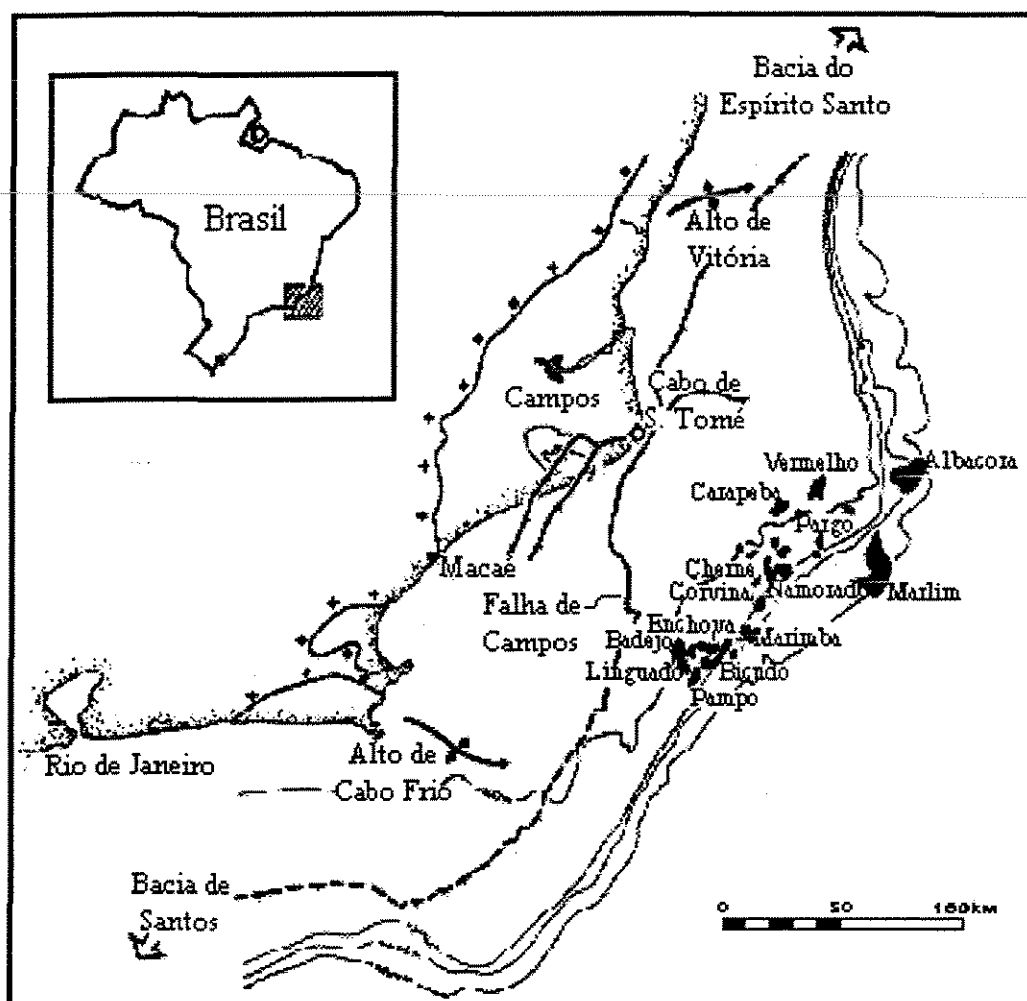


Figura 3-3: Localização e delimitação da Bacia de Campos [35, Guardado et al. - 1989].

Estágio	Seqüências	Litoestratigrafia	Idade
Margem Passiva	Regressivas	Gr. Campos	Paleoc. - Recente
	Transgressivas		Cenoman. - Paleoc.
	Plat. Carbon.	Fm. Macaé	Albiano
Transição	Transicional	Fm. Lagoa Feia	Aptiano
Rift	Continentais		Barremiano
		Fm. Cabiúnas	Neocomiano

Tabela 3.1: Carta resumida da estratigrafia da Bacia de Campos [68, Rangel et al. - 1994].

rochas siliciclásticas (leques aluviais) e por evaporitos.

O começo da sedimentação das seqüências de margem passiva equivale à base da Formação Macaé (Membro Quissamã) e segue o padrão das bacias marginais, com o desenvolvimento de uma plataforma carbonática rasa dominada por espessos bancos de calcários oolíticos e oncolíticos. O topo da Formação Macaé (Membro Outeiro) corresponde a um ambiente marinho transgressivo, marcado pela deposição de calcilutitos e margas, com intercalações de turbiditos, associados a rebaixamentos esporádicos do nível do mar durante a transgressão.

O Grupo Campos foi depositado sobre a discordância do topo da Formação Macaé e engloba as formações Ubatuba, Carapebus e Emborê, que abrangem o final da sedimentação transgressiva e as seqüências marinhas regressivas. A base da Formação Ubatuba é composta por folhelhos, margas, calcilutitos e diamictitos, que constituem depósitos de afogamento. No regime progradacional, os folhelhos e margas do topo da Formação Ubatuba correspondem às fácies distais dos leques costeiros e das plataformas carbonáticas da Formação Emborê. Os turbiditos intercalados na Formação Ubatuba foram agrupados na Formação Carapebus [68, Rangel et al. - 1994].

Evolução Tectônica e Estilos Estruturais

A fase *rift* apresenta um padrão estrutural representado por *horsts*, *grabens* e *semi-grabens*, delimitados por falhas normais sintéticas e antitéticas de alto ângulo, cuja ori-

entação, segundo NE-SW, coincide com a direção dos principais lineamentos do embasamento [16, Chang et al. - 1992]. Estas feições constituem calhas e altos estruturais alongados, com desníveis de até 2500m, que envolvem o embasamento e as seqüências vulcano-sedimentares eo-cretácicas. Acredita-se que os bancos de coquinas da Formação Lagoa Feia tiveram a sua deposição controlada pelos blocos altos das falhas [35, Guardado et al. - 1989].

A movimentação dos falhamentos do *rift* está restrita ao pré-Aptiano, salvo raras exceções [35, Guardado et al. - 1989]. A seqüência transicional evaporítica foi depositada em um ambiente tectônico relativamente calmo durante o Aptiano, embora os sedimentos clásticos grossos proximais associados sejam indicativos de soerguimento nas margens da bacia.

A partir do Aptiano, a estruturação passa a ser definida pelo fluxo gravitacional das camadas de sal (ver item 2.2.2), devido ao basculamento causado pela subsidência termal da fase de margem passiva [16, Chang et al. - 1992]. Sobre a zona proximal, desenvolvem-se falhas normais lítricas com *rollovers* e espessamentos de seção no bloco baixo e com pequenas almofadas de sal no bloco alto. Estas estruturas estão orientadas preferencialmente segundo NNE-SSW e controlam a distribuição de fácies e o posicionamento dos bancos oolíticos e oncolíticos da base da Formação Macaé (figura 3-4) [71, Spadini et al. - 1988]. A zona distal dos evaporitos é caracterizada por grandes almofadas e diápiros de sal que atravessam boa parte da seção sobrejacente. A estruturação distal do sal chega mesmo a afetar a morfologia do fundo do mar, tendo inclusive controlado a deposição dos turbiditos terciários.

No Neo-Terciário, períodos de rebaixamento do nível do mar, ou de maior aporte de sedimentos, foram marcados pela escavação de *canyons* submarinos, que constituem feições marcantes na estruturação do Grupo Campos [53, Mohriak et al. - 1989].

3.2 Geologia do Reservatório Carbonático

O reservatório estudado está enquadrado litoestratigraficamente no Membro Quissamã da Formação Macaé [68, Rangel et al. - 1994]. Esta unidade é constituída por calcirruditos oncolíticos e calcarenitos oncolíticos, peloidais e oolíticos depositados em barras que marcavam ambientes de energia moderada a alta, em uma plataforma carbonática rasa, durante

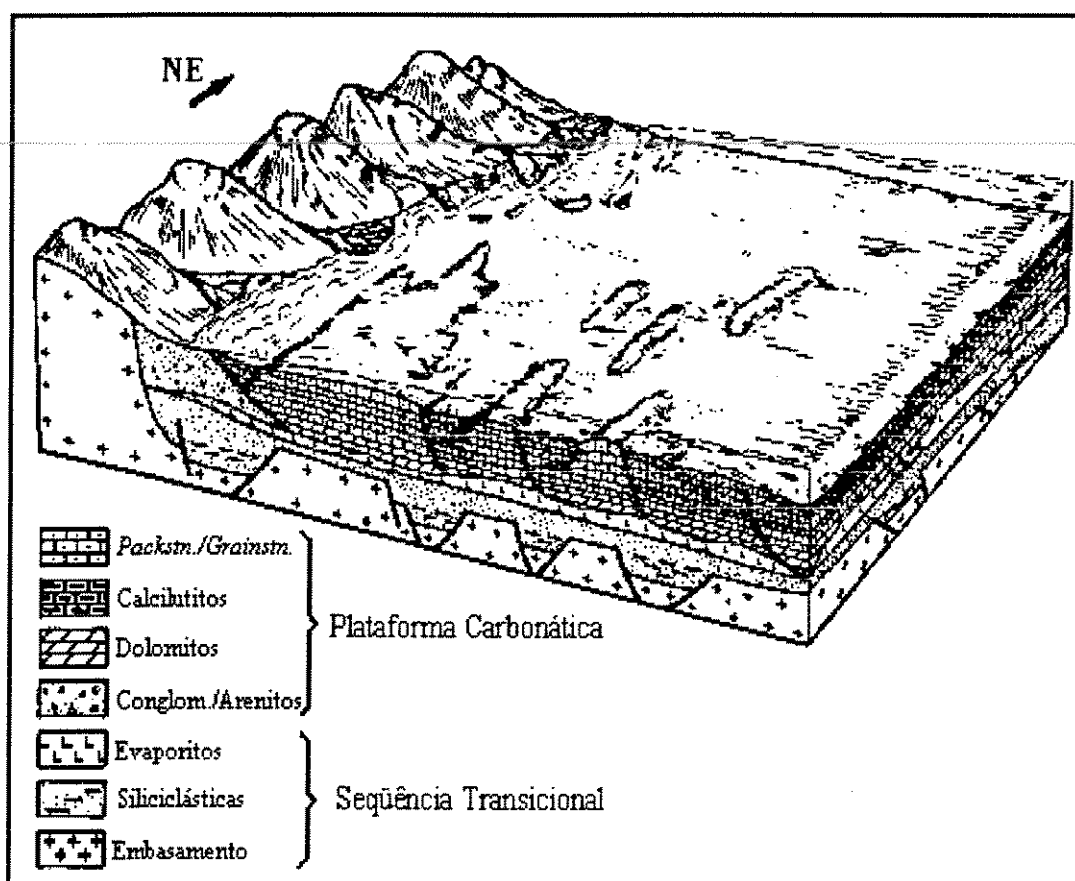


Figura 3-4: Bloco diagrama esquemático do ambiente deposicional da Formação Macaé [35, Guardado et al. - 1989].

o Albiano [31, Franz - 1987]. Os calcissiltitos, que aparecem intercalados, correspondem aos depósitos de baixa energia do ambiente interbarras [71, Spadini et al. - 1988]. O reservatório é capeado por calcilutitos e margas do Membro Outeiro, que corresponde à sucessão transgressiva do topo da Formação Macaé (Albiano Superior).

Estruturalmente, o reservatório está posicionado em um alto que corresponde a um *rollover* alongado na direção NE-SW, delimitado por uma falha lítrica sintética, a SE (FSINT - figura 3-5), e por uma falha antitética de traço curvilíneo em planta (FANT - figura 3-5), a NW e a SW. Na direção Norte, observa-se uma continuidade estrutural da unidade carbonática, e o fechamento se dá por mergulho. Este alto estrutural deve ter estado ativo desde o Albiano, tendo inclusive condicionado a posição das barras onde depositaram-se os calcarenitos e calcirruditos, no mínimo até o Terciário, como indica a coincidência da posição de um *canyon* oligocênico com o bloco baixo da falha antitética que delimita o reservatório a Oeste (figura 3-6).

As propriedades de petrofísicas das rochas do Membro Quissamã foram bastante influenciadas por eventos diagenéticos e pelo fraturamento observado na extremidade SW da área estudada, como exemplificado nos testemunhos do poço P1 (figura 3-5).

Os processos diagenéticos iniciais (eodiagênese) foram responsáveis principalmente pelo desenvolvimento de microporosidade intragranular (micritização) e pela obstrução de grande parte da porosidade intergranular original (cimentação com calcita espática) [31, Franz - 1987]. A mesodiagênese caracterizou-se por dissolução intragranular seletiva, continuação da cimentação na matriz, compactação química e cimentação e dissolução em fraturas. Após a entrada do óleo no reservatório, a diagênese evoluiu apenas na zona de água, com a formação de estilólitos e com uma redução ainda mais acentuada da porosidade original [31, Franz - 1987].

Nos testemunhos do poço P1 foi identificado um intervalo fraturado de aproximadamente 180m. As fraturas ocorrem a partir de 50m abaixo do topo do Membro Quissamã e podem ser classificadas em dois tipos principais: fraturas de modo combinado (Modo I + Modo II) e fraturas de Modo I de ruptura (ver apêndice E).

As fraturas de modo combinado aparecem principalmente nos 15m superiores do intervalo fraturado. Trata-se de microfraturas geralmente obstruídas e, muitas vezes, em padrão

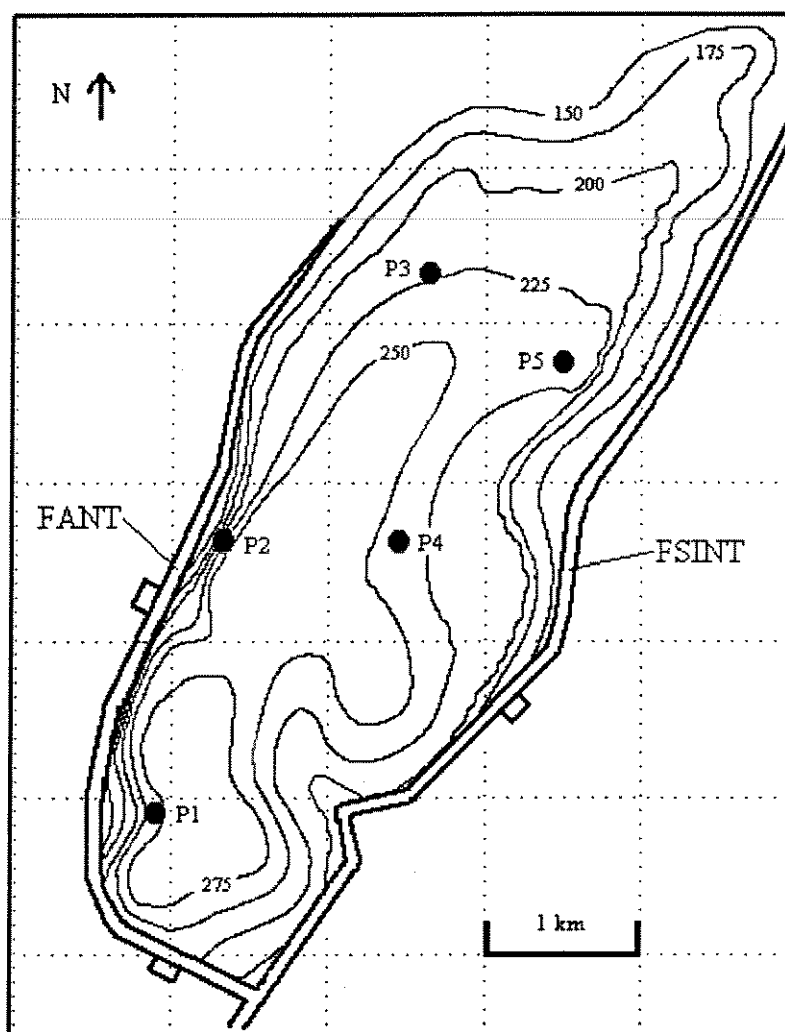


Figura 3-5: Contorno estrutural do topo do reservatório carbonático; elevações relativas dadas em metros, referenciadas em *datum* arbitrário.

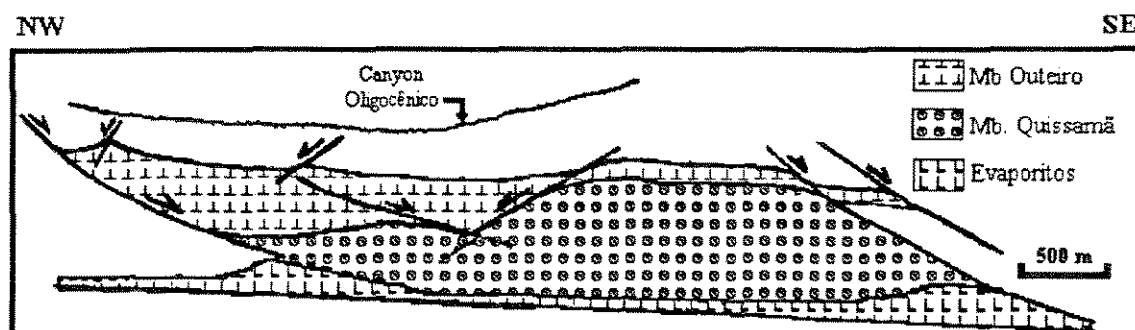


Figura 3-6: Seção estrutural aproximadamente transversal ao alinhamento da estruturação do reservatório. Observar a coincidência entre o flanco Leste do *canyon* oligocênico e o bloco baixo da falha antitética que delimita o alto estrutural.

conjugado, com mergulhos entre 40° e 50° . Estas fraturas conferem à rocha um aspecto brechado, em alguns trechos (figura 3-7). A combinação dos modos de cisalhamento (Modo II) e de abertura (Modo I) é sugerida pela presença de *slickensides*³, associados a aberturas submilimétricas.

Na porção inferior do intervalo fraturado ($\sim 165m$) há uma predominância de fraturas de Modo I, subverticais a verticais. Nos primeiros $80m$, as fraturas apresentam aberturas de até 4 mm e extensões da ordem de vários centímetros; trechos cimentados, total ou parcialmente, com calcita alternam-se com feições *vugulares* de dissolução. Abaixo deste sub-intervalo mais aberto, os $85m$ finais são caracterizados por fraturas de menores dimensões, bastante cimentadas e associadas a estilólitos abaixo do contato óleo/água, na base do intervalo fraturado. De um modo geral, os altos mergulhos das fraturas sugerem um possível regime de deformação distensional, com $S_v > S_H$, o que é coerente com o posicionamento do reservatório na região proximal de fluxo gravitacional divergente dos evaporitos aptianos, caracterizada por distensão horizontal generalizada (ver item 3.3).

³Estrias nas faces das fraturas, que indicam movimentação paralela ao plano de fraturamento (cisalhamento).



Figura 3-7: Testemunho do poço P1 mostrando fraturas em padrão conjugado (combinação Modo I + Modo II). O ângulo entre as fraturas é de aproximadamente 50° .

Características Gerais do Reservatório

A micritização e a dissolução seletiva levaram ao desenvolvimento de microporosidades significativas (até 20%). Por outro lado, a cimentação intensa obstruiu praticamente todo o espaço poroso intergranular original, reduzindo drasticamente a macroporosidade e a permeabilidade de arcabouço (0,1 a 5mD). Desta forma, a recuperação do óleo presente no espaço microporoso é condicionada pela permeabilidade das zonas fraturadas.

O reservatório apresenta uma coluna de óleo de aproximadamente 100m, com uma zona de transição de 50m. O mecanismo primário de produção é de expansão de fluido, com eventuais estimulações por fraturamento ácido. A atuação do aquífero é restrita, devido à diagênese mais intensa e à ausência de fraturas abertas na zona de água [31, Franz - 1987].

A pressão inicial, estimada para o reservatório a 2350m de profundidade, é de 25 MPa, muito próxima da pressão hidrostática prevista ($\sim 23,5$ MPa).

3.3 Campos de Tensões Atuantes na Área Estudada

O estado de tensões na placa Sul-Americana é controlado principalmente pelo balanço entre as forças de *ridge-push* e *basal-drag*, que determinam um campo regional compressivo, com S_H orientado segundo E-W [72, Stefanick e Jurdy - 1992]. Este campo de tensões é evidente sobretudo na região Oeste do continente, nas imediações da Cordilheira dos Andes, sendo que no Planalto Andino (altitudes maiores que 3000m) atua um campo distensional de direção N-S.

Outras feições importantes são a rotação de S_H para a direção N-S na região das bacias do Solimões e do Amazonas e a atuação de um regime transcorrente na margem equatorial, no extremo NE do Brasil [5, Assumpção - 1992]. No interior do continente, as orientações de S_H apresentam-se dispersas, à exceção da região da Bacia do Paraná, onde o campo regional de tensões (S_H na direção E-W) está melhor caracterizado.

Tensões na Margem Continental Brasileira

Estudos de mecanismos focais de abalos sísmicos (ver ítem 2.1.1) indicam um regime compressional para a margem continental sudeste do Brasil [6, Assumpção - 1993]. Este campo compressional detectado na área *offshore*, para a porção superior da litosfera, provavelmente resulta da combinação de *spreading stresses*, forças de *ridge-push/basal drag* e tensões flexurais (ver ítem 2.2.1), todos atuando segundo uma orientação aproximadamente E-W, concordante com a orientação da tensão S_H atribuída para a placa Sul-Americana.

Para a seção sedimentar da Bacia de Campos, análises de *breakouts* em poços (ver ítems 5.1 e 5.3) indicam uma considerável dispersão nas direções da tensão horizontal máxima (S_H) [46, Lima e Nascimento - 1994]. Esta variação direcional é observada também em outras bacias da margem sudeste [47, Lima e Nascimento - 1995] e deve-se provavelmente à influência da halocinese (*thin-skinned salt tectonics*), que atua nestas bacias desde o Aptiano, conforme será discutido a seguir.

Fluxo Gravitacional dos Evaporitos Aptianos

A deformação resultante do fluxo dos evaporitos aptianos nas bacias de Campos e de Santos foi estudada através de simulação numérica cinemática, de experimentos físicos em escala reduzida e de interpretação de algumas seções sísmicas [19, Cobbold e Szatmari - 1991]. Este estudo revelou estilos estruturais compatíveis com os modelos de deslizamento radial. Posteriormente, os modelos de fluxo radial foram validados por Demercian *et al.* [24, 1993] através da análise exaustiva de seções sísmicas e de mapas estruturais regionais destas bacias. É oportuno relatar as seguintes constatações referentes a este último trabalho:

- o fluxo gravitacional dos evaporitos aptianos teve início no Albiano e persiste até os dias atuais;
- o balanço entre as estimativas de distensão e de contração acumuladas para a Bacia de Campos é praticamente exato, sugerindo que toda a deformação (*thin skinned salt tectonics*) foi controlada gravitacionalmente, sem a interferência dos esforços tectônicos litosféricos que atuam no embasamento e nos sedimentos da fase *rift*;

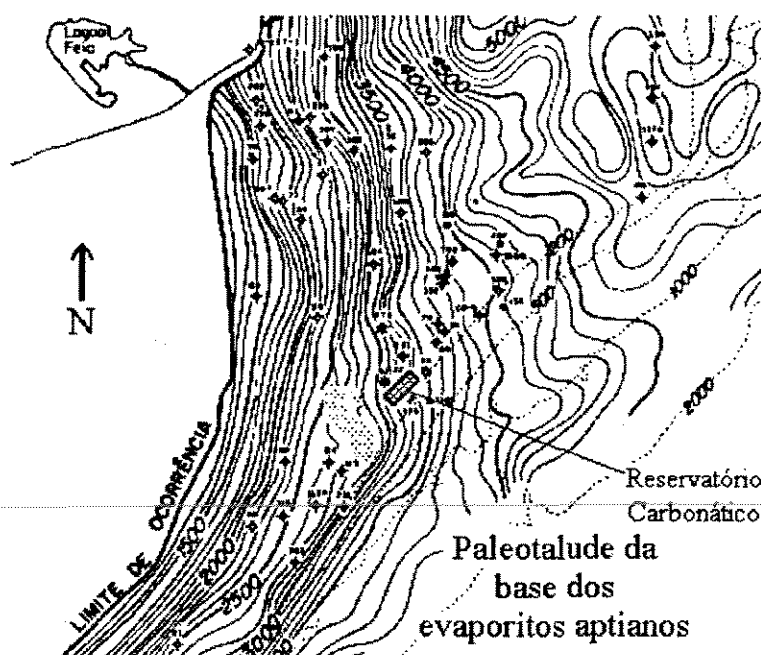


Figura 3-8: Posicionamento do reservatório em relação ao paleotalude pré-aptiano.

- a região, onde está localizado o reservatório estudado, encontra-se sob regime de deslizamento radial divergente (*divergent gliding*), no domínio distensivo proximal (figura 3-8).

Modelo Conceitual para o Campo de Tensões no Reservatório Carbonático

A partir do que foi discutido neste capítulo e no capítulo 2, é possível definir as seguintes linhas gerais para o estado de tensões na área estudada:

- controle marcante das estruturas locais sobre as tensões *in situ*, em face do regime de distensão generalizada, que atua na área desde o Albiano;
- desacoplamento das tensões tectônicas regionais, materializado pela superfície de descolamento aptiana, sugerindo que a dinâmica litosférica e as tensões flexurais e isostáticas de margem passiva devem ter efeito reduzido na definição do campo de tensões local.

Capítulo 4

Modelamento Mecânico

As hipóteses conceituais apresentadas no capítulo anterior serão avaliadas, a seguir, através de modelagem numérica em duas etapas: simulação elástica linear, baseada no método de elementos finitos, e análise de curvatura de superfícies estruturais.

4.1 Simulação Elástica Linear

O estado de tensões atuante no reservatório foi modelado através da resolução do sistema de equações elásticas lineares (apêndice C), pelo **método de elementos finitos** (MEF - apêndice D), com base nas seguintes suposições:

- meios homogêneos e isotrópicos;
- estados planos de deformação (**epd - 2D**);
- condições de contorno estabelecidas a partir do modelo conceitual apresentado no item 3.3;
- geometria dos problemas definida pelo mapa estrutural e por seções estruturais do reservatório.

As malhas de simulação foram geradas com o programa CASCA, e a análise dos modelos foi executada através do programa FRANC, ambos desenvolvidos na Universidade de Cornell (Ithaca, New York St., USA) e de domínio público [81, Wawrzynek e Ingraffea - 1987].

A modelagem foi desenvolvida em duas etapas. Inicialmente foi avaliado o campo de tensões horizontal plano, associado às falhas que delimitam a área (FSINT e FANT - ver figura 3-5). A seguir foram analisados os estados de tensões em duas seções estruturais, levando-se em conta apenas o fluxo gravitacional ao longo da superfície de descolamento (base dos evaporitos aptianos), em função do peso da seção sedimentar sobreposta. Como o objetivo básico do trabalho é detecção de zonas e direções preferenciais de fraturas abertas, associadas a campos trativos, os resultados foram, em sua maior parte, analisados com base em **gráficos de barras de tração**. Deve-se ressaltar que a simulação do deslizamento radial, através de modelos planos, implica alguma imprecisão nos resultados, de modo que a análise dos mesmos fica, em grande parte, limitada a aspectos qualitativos. Adiante, veremos que há motivos adicionais para esta limitação.

4.1.1 Modelagem do Campo de Tensões Horizontal

Além das hipóteses gerais, assumiu-se adicionalmente, para o modelo em planta, um estado referencial litostático ($S_v = S_H = S_h$), sobre o qual foi superposto um campo trativo local, por conta da distensão generalizada devida ao fluxo radial dos evaporitos. O resultado desta superposição corresponde a uma redução nas tensões horizontais, que levou ao estabelecimento de um regime distensional de deformação ($S_v > S_H > S_h$), viabilizando o desenvolvimento das falhas lítricas que delimitam o reservatório.

Considerando-se que, em um regime distensional, os alinhamentos de ruptura são perpendiculares à direção de S_h , o campo distensivo foi modelado através de um diferencial de tração (10 MPa), aplicado na direção normal à orientação das falhas, ao longo do contorno do reservatório. O segmento da falha antitética, no limite NW do reservatório, apresenta uma componente de rasgamento (ver figura 3-5), que foi modelada com uma distribuição linear de carga de 0 a 10 MPa. O modelo foi fixado na extremidade Norte, onde não ocorre falhamento. As condições de contorno e a malha de simulação estão esquematizadas na figura 4-1.

O resultado da modelagem é apresentado na figura 4-2, através de um gráfico de barras de tração. Descontando-se o efeito de borda na extremidade Norte, as tensões trativas

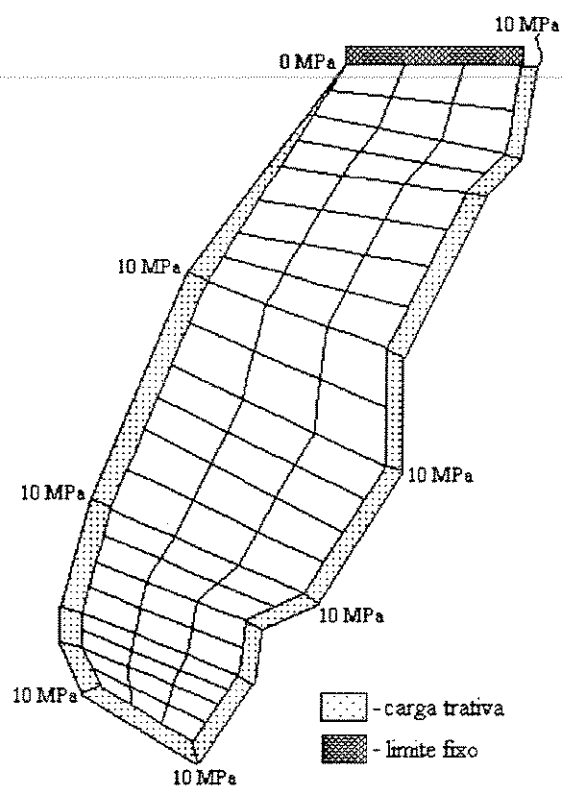


Figura 4-1: Malha de elementos finitos para a simulação em planta.

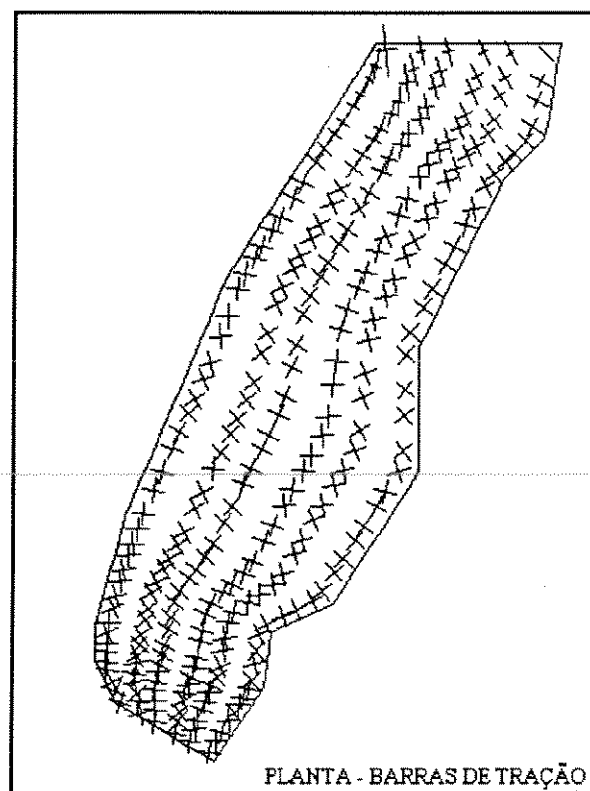


Figura 4-2: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação elástica em planta.

observadas indicam um campo aproximadamente isotrópico para o interior do reservatório. Obviamente, deve-se esperar uma resposta de tensões isotrópica para um corpo carregado uniformemente ao longo do seu contorno. Apesar da obviedade, o carregamento proposto é justificado pela posição das falhas e o resultado obtido é coerente com o modelo conceitual assumido para a geração dos falhamentos. Neste sentido, o modelo numérico reforça a hipótese de que tem atuado na área um campo de distensão generalizada, associado ao fluxo radial divergente dos evaporitos aptianos (ver item 3.3).

4.1.2 Modelagem das Seções Verticais

Para a modelagem vertical do estado de tensões foram selecionadas duas seções estruturais (seção *dip* - SDIP e seção *strike* - SSTK; ver mapa da figura 4-3), obtidas a partir de seções sísmicas convertidas em profundidade.

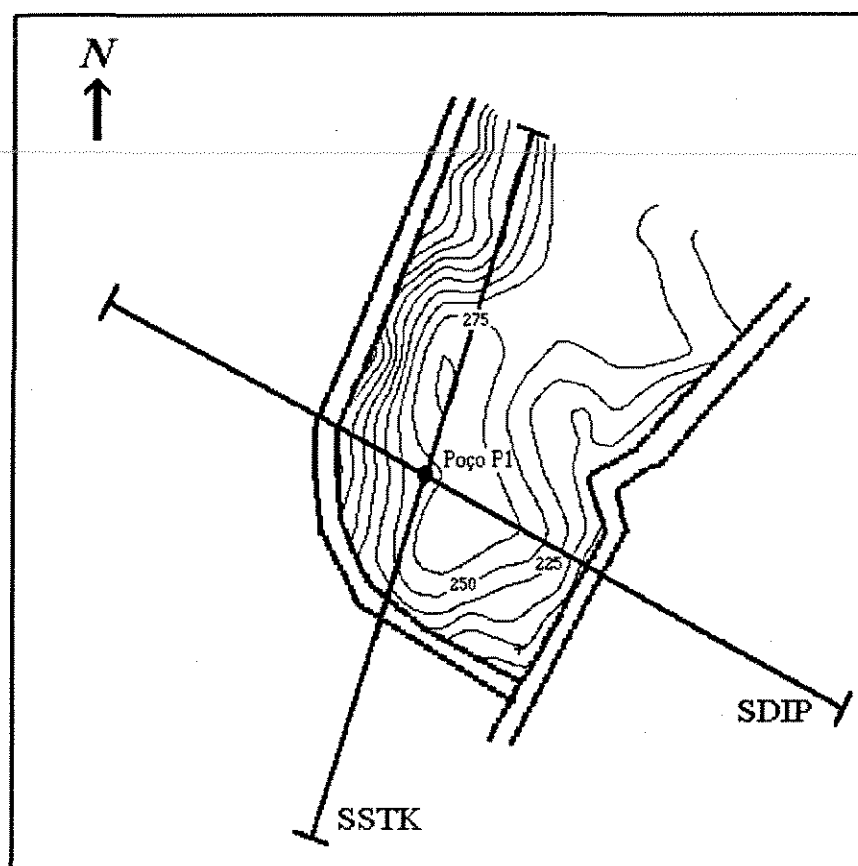


Figura 4-3: Mapa de localização aproximada das seções modeladas.

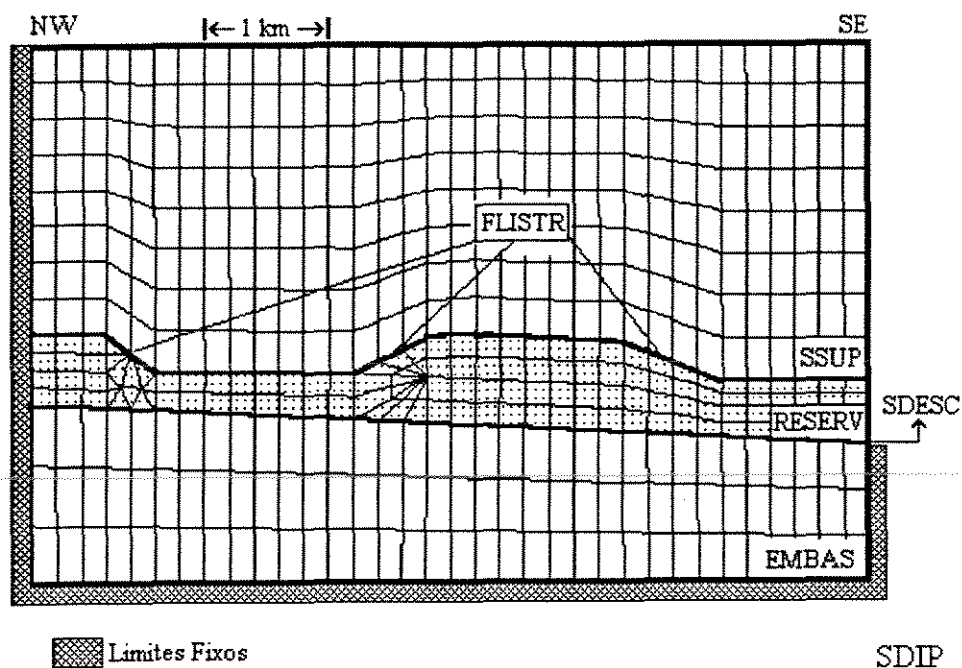


Figura 4-4: Malha de elementos finitos da seção *dip*.

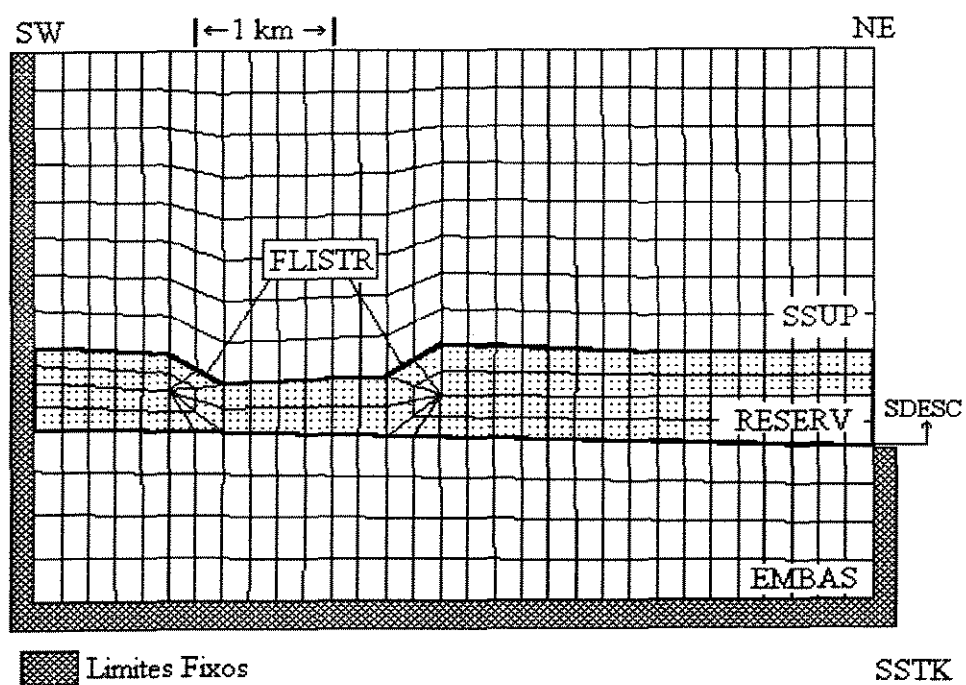


Figura 4-5: Malha de elementos finitos da seção *strike*.

Unidade	Litologia Básica	Módulo de Young (E - MPa)	Razão de Poison (ν)	Densidade (ρ - kg/m^3)
SSUP	folhelho	20×10^3	0,35	2500
RESERV	calcário	40×10^3	0,30	2650
EMBAS	granito	70×10^3	0,40	2800

Tabela 4.1: Parâmetros petrofísicos para a simulação.

Foi necessário impor simplificações adicionais para viabilizar a modelagem. A seção geológica foi resumida em três unidades básicas (figuras 4-4 e 4-5):

1. embasamento (EMBAS), englobando as seqüências pré-aptianas do *rift* e o embasamento propriamente dito;
2. reservatório (RESERV), envolvendo o Mb. Retiro (Fm. Lagoa Feia) e o Mb. Quissamã (reservatório da Fm. Macaé);
3. seção superior (SSUP), composta pelo Mb. Outeiro (Fm. Macaé) e pelo Gr. Campos indiviso.

A superfície de descolamento (SDESC), na base da unidade RESERV, e as falhas lítricas que condicionam a estrutura do reservatório (FLISTR) foram modeladas com elementos de interface (ver apêndice D).

As condições de contorno são dadas pela fixação completa dos modelos no limite lateral *updip* e na base (figuras 4-4 e 4-5). A unidade EMBAS foi fixada também na extremidade *downdip*, ficando as unidades RESERV e SSUP livres para se deslocarem no sentido do mergulho da interface SDESC (figuras 4-4 e 4-5). Com estas condições, objetivou-se simular elasticamente o deslizamento gravitacional, ao longo da base dos evaporitos, e o desacoplamento entre as tensões atuantes nas seções pré e pós-aptiana, de acordo com o modelo conceitual apresentado no item 3.3.

As propriedades petrofísicas adotadas para os modelos estão listadas na tabela 4.1 e baseiam-se em dados médios, relatados na literatura especializada [29, Fjaer et al. - 1992].

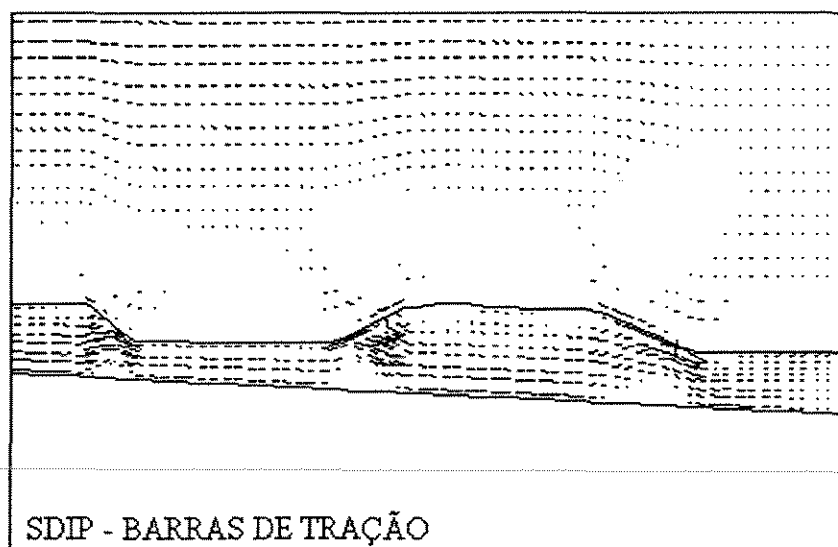


Figura 4-6: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *dip* com malha regular e com as interfaces FLISTR.

Calibração dos Modelos

As primeiras simulações evidenciaram a ocorrência de tensões trativas na unidade RE-SERV das duas seções (figuras 4-6 e 4-7). Para checar a consistência deste resultado, foram feitos testes de sensibilidade no processo de simulação. Os principais aspectos avaliados foram a geometria da malha, os parâmetros petrofísicos das unidades e das interfaces e as condições de contorno. Os resultados dos testes serão discutidos a seguir.

As malhas de simulação foram analisadas através da comparação entre dois critérios de definição:

- modelo simples com malha mais regular (figura 4-5);
- modelo mais detalhado com malha irregular (figura 4-8).

Os resultados obtidos com estes dois tipos de *grid* são qualitativamente semelhantes, conforme se pode ver na comparação entre as figuras 4-7 e 4-8. Em geral, para análises baseadas em elementos finitos, os adensamentos da malha destinam-se à obtenção de resultados mais

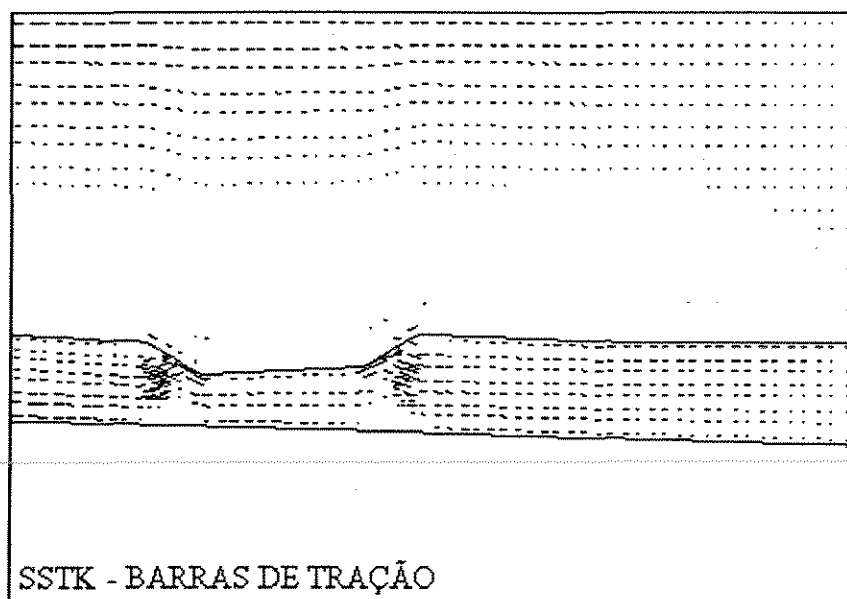


Figura 4-7: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *strike* com malha regular e com as interfaces FLISTR.

precisos em zonas importantes do problema analisado. No presente estudo, optou-se pelas malhas mais regulares, que ressaltam a visão geral do estado de tensões nos modelos.

Os testes de variação das propriedades petrofísicas mostraram que as tensões tração observadas no interior do reservatório são fortemente controladas pelo contraste entre os módulos de Young (E) definidos para as unidades RESERV e SSUP. Este controle fica evidente na comparação entre as simulações com $E_{RESERV} = E_{SSUP}$ (figura 4-9) e com $E_{RESERV} = 2E_{SSUP}$ (figura 4-10). Como, em média e para condições evolutivas semelhantes, o módulo de Young dos folhelhos (SSUP) é menor que o dos calcários (RESERV), as trações observadas no reservatório constituem um resultado confiável.

Na simulação elástica, as interfaces SDESC e FLISTR (ver figuras 4-4 e 4-5) são caracterizadas mecanicamente por dois parâmetros físicos: rigidez ao cisalhamento (*shear stiffness* - SS_{tf}) e rigidez normal (*normal stiffness* - NS_{tf}), que foram calibrados com base na ordem de grandeza dos módulos de Young ($E \sim 10^4$ MPa), definidos para as unidades do modelo (ver tabela 4.2).

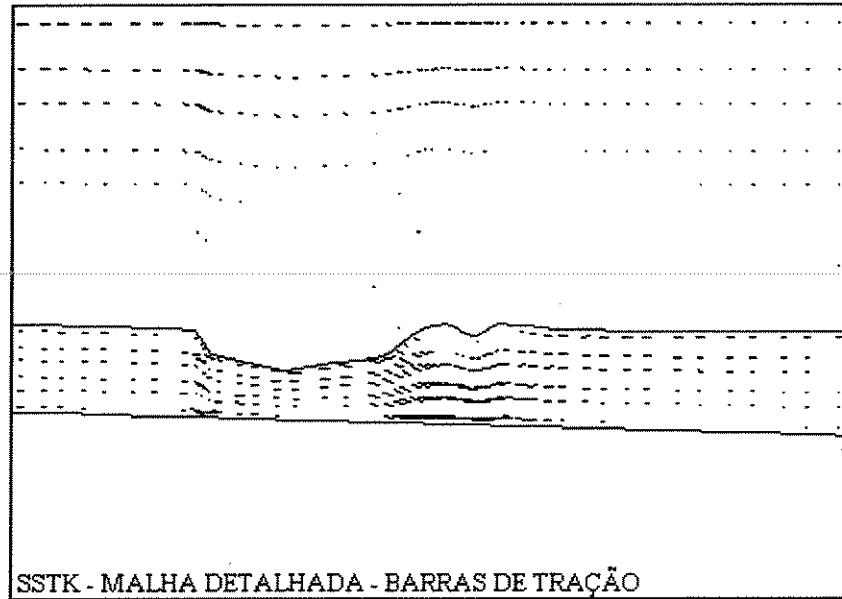


Figura 4-8: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *strike* com malha detalhada irregular e com as interfaces FLISTR.

Interface	<i>Shear Stifness</i>	<i>Normal Stifness</i>
SDESC	10^{-2} MPa	10^5 MPa
FLISTR	10^2 MPa	10^5 MPa

Tabela 4.2: Parâmetros elásticos das interfaces.

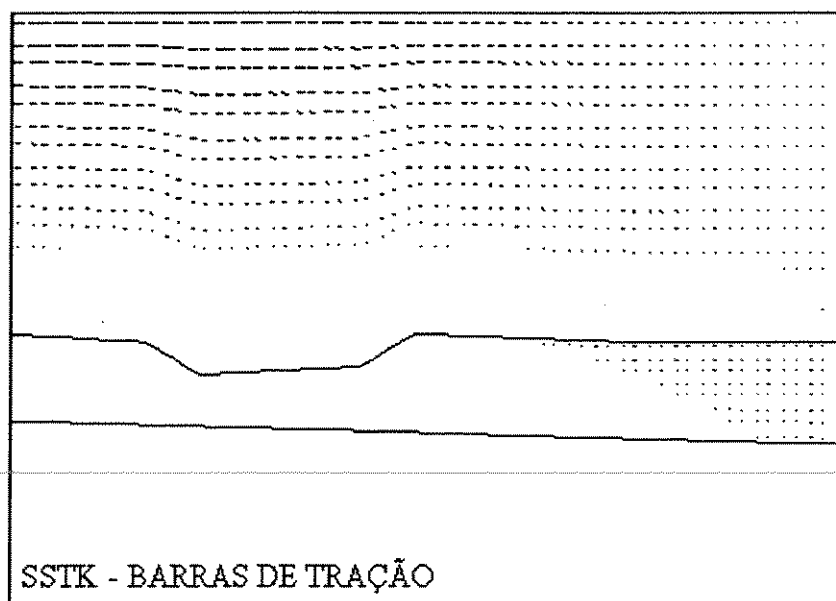


Figura 4-9: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *strike* com malha regular, sem as interfaces das falhas (FLISTR) e com $E_{RESERV} = E_{SSUP}$.

No caso da superfície de descolamento pré-aptiana (SDESC), os parâmetros $SStf$ e $NStf$ controlam a simulação do deslizamento gravitacional. Com a utilização de um valor de $SStf$ da mesma ordem de grandeza de E , praticamente não ocorrem tensões de tração no modelo, ou seja, o deslizamento não é simulado. Por outro lado, se o valor de $NStf$ for muito inferior a 10^4 MPa, o estado de tensões no modelo fica muito irregular. A origem da incerteza na parametrização desta interface está, em parte, relacionada à dificuldade de se modelar elasticamente o fluxo dos evaporitos, que seria melhor analisado com um simulador viscoelástico.

O mesmo tipo de incerteza ocorre na modelagem das falhas lítricas, em relação aos parâmetros elásticos das interfaces FLISTR. Neste caso, não está sendo modelado o processo de ruptura e, sim, a influência da presença das falhas sobre o campo de tensões resultante, admitindo-se que as mesmas podem ser simuladas com elementos de interface. Como esta última hipótese é bastante questionável, as simulações foram feitas com e sem as falhas (comparar figuras 4-7 e 4-10).

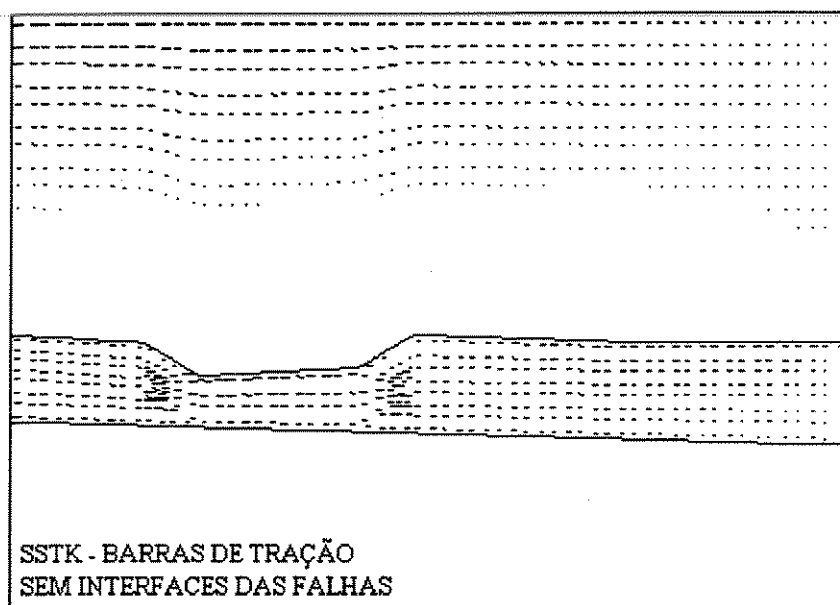


Figura 4-10: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *strike* com malha regular, sem as interfaces das falhas (FLISTR) e com $E_{RESERV} = 2E_{SSUP}$.

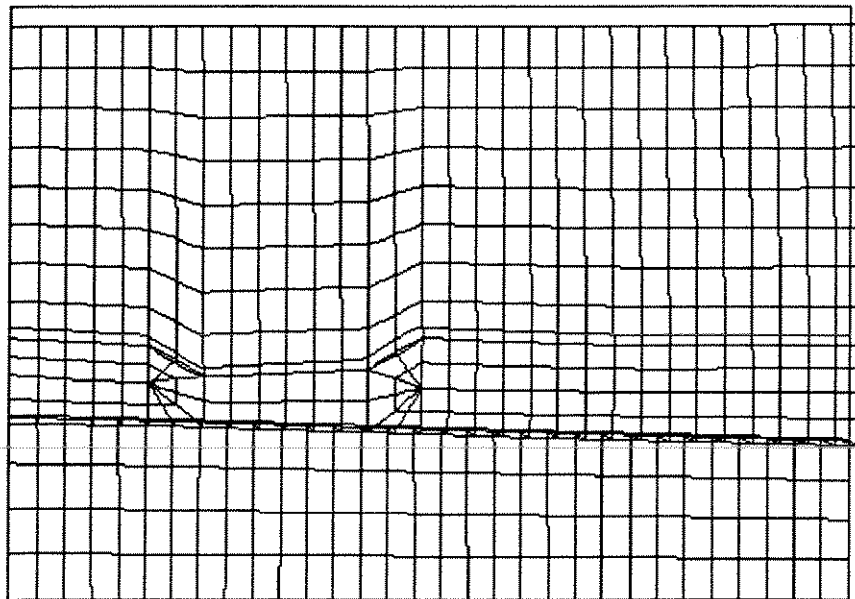


Figura 4-11: Malha deformada para a simulação da seção *strike* com a condição de fixação ao longo de todo o limite lateral *updip* (exagero de ~ 4000 vezes).

O carregamento exclusivamente gravitacional e a fixação completa da unidade EMBAS têm base na hipótese do desacoplamento entre os campos de tensão atuantes (ver item 3.3), cuja validação implica, a rigor, uma análise tectônica mais ampla, que foge ao escopo deste projeto. Desta forma, a única condição de contorno calibrada foi a fixação das unidades RESERV e SSUP, no limite lateral *updip* dos modelos.

A situação proximal do reservatório (figura 3-8) sugere que a condição *updip* deve corresponder a um estado intermediário, entre a fixação admitida *a priori* (caso do domínio distensivo) e a liberação da seção pós-aptiana (caso do domínio de deslizamento rígido). Os resultados obtidos com estas duas condições extremas podem ser analisados comparando-se as figuras 4-11 e 4-12, que mostram as malhas deformadas com exagero da ordem de 4000 vezes. Apesar do padrão de deformação distinto, o estado de tensões é qualitativamente semelhante para os dois casos testados (comparar também as figuras 4-7 e 4-13). Esta semelhança indica que a condição real pode ser razoavelmente representada por ambos os modelos, em termos qualitativos. Optou-se por continuar com a condição de fixação *updip*,

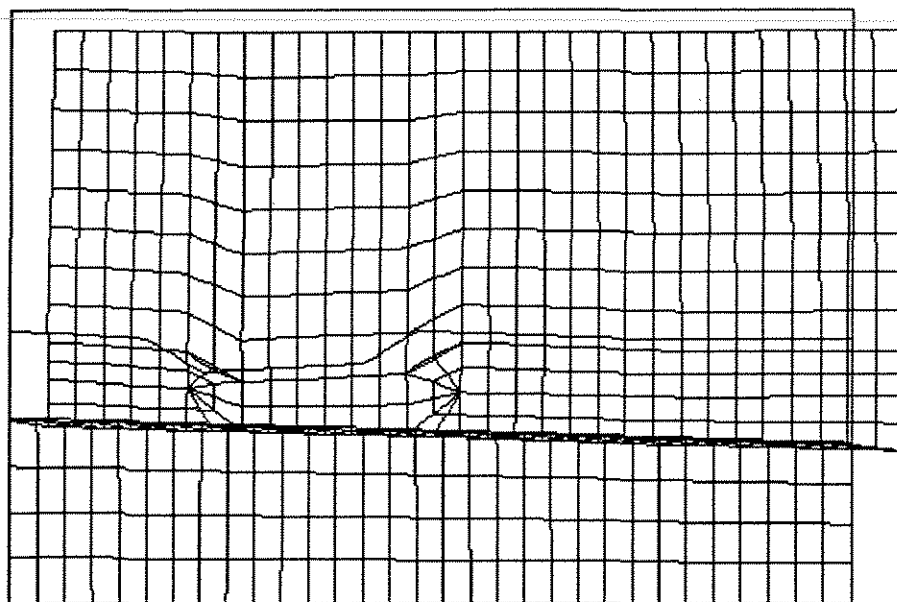


Figura 4-12: Malha deformada para a simulação da seção *strike* com a liberação das unidades RESERV e SSUP ao longo do limite lateral *updip* (exagero de ~ 4000 vezes).

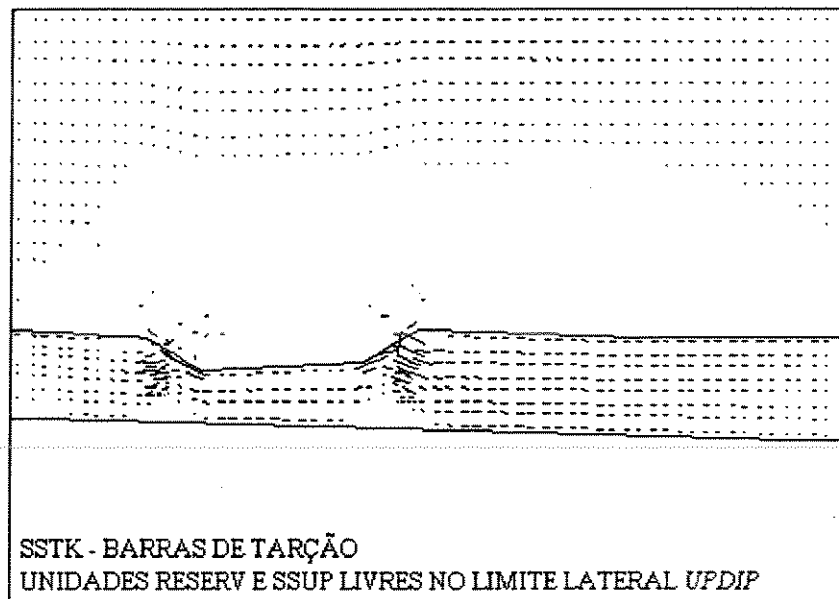


Figura 4-13: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *strike* com malha regular, com as interfaces FLISTR e com a liberação das unidades RESERV e SSUP no limite lateral *updip*.

adotada inicialmente.

Análise dos Resultados

Os testes de calibração dos modelos deixaram bem claro que algumas das suposições admitidas são questionáveis, de modo que, na análise dos resultados da modelagem, é necessária uma certa prudência. Além disso, devem ser levados em conta, principalmente, aspectos qualitativos. Por outro lado, apesar das incertezas apontadas, as simulações elásticas das seções verticais evidenciaram resultados coerentes com os modelos conceituais propostos.

Desconsiderando-se, inicialmente, o efeito das falhas sobre as tensões atuantes, pode-se observar, nas figuras 4-10 e 4-14, a ocorrência de campos trativos subhorizontais, relativamente uniformes, na unidade RESERV, tanto na direção *strike*, quanto na direção *dip* da estrutura. Não é possível estabelecer direções preferenciais de fraturamento, através do modelo, mas as tensões determinadas corroboram a distensão generalizada, assumida para a

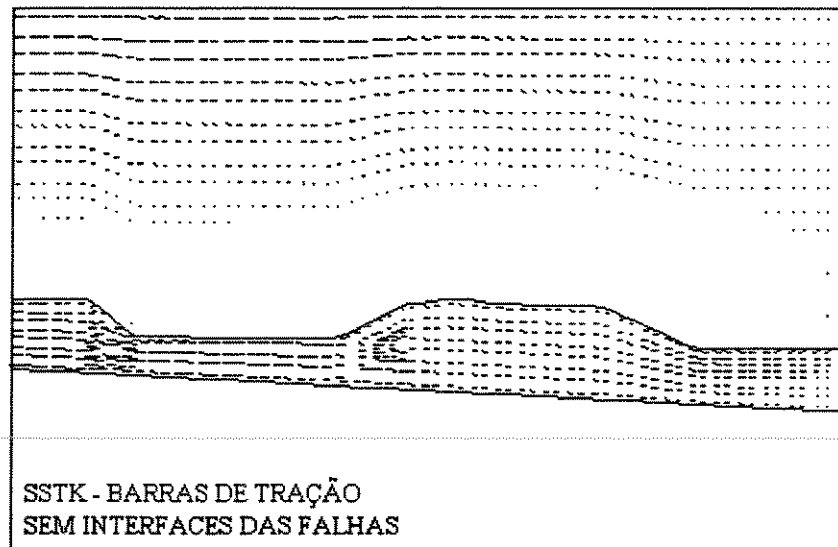


Figura 4-14: Gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *dip* com malha regular e sem as interfaces das falhas (FLISTR).

área estudada, em função do fluxo radial divergente dos evaporitos. Cabe ressaltar que a intensidade e os detalhes destes campos trativos estão associados à taxa de deformação do sal e só podem ser analisados através de modelos viscoelásticos, preferencialmente tridimensionais.

O resultado da simulação, incluindo as interfaces FLISTR nos modelos, sugere que a influência das falhas sobre o estado de tensões obtido é significativa. As figuras 4-6 e -4-7 mostram que o campo trativo determinado para o reservatório sofre interferências nas imediações das interfaces introduzidas. Em detalhe (figuras 4-15 e 4-16), observa-se que estas perturbações podem ser agrupadas em dois tipos principais:

1. trações de maior magnitude subparalelas às interfaces FLISTR, junto à extremidade superior da falha no bloco baixo (figuras 4-15 e 4-16, SSUP - trações A) e junto à extremidade inferior, no bloco alto (figuras 4-15 e 4-16, RESERV - trações B);
2. trações subhorizontais progressivamente rotacionadas para uma inclinação subortogonal à interface no bloco alto (figuras 4-15 e 4-16, RESERV- trações C).

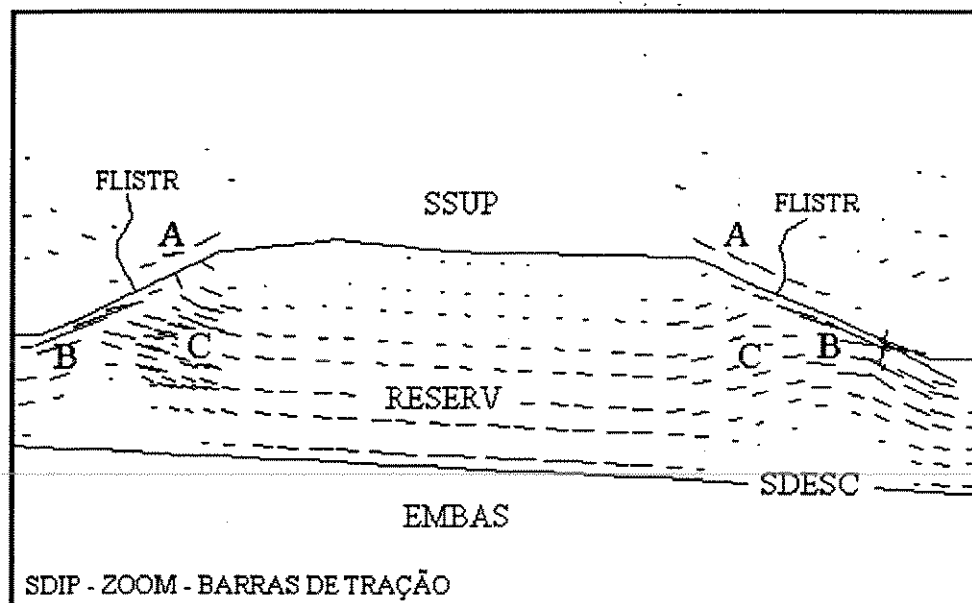


Figura 4-15: Detalhe do gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *dip* com malha regular e com as interfaces FLISTR.

As trações subparalelas podem ser enquadradas coerentemente no cenário esperado para o estado de tensões nas imediações de falhas, conforme o esquema da figura 4-17. Apesar da simplicidade do modelo, a coerência observada reforça a suposição de que a interferência das falhas pode ser simulada com elementos de interface.

A rotação das tensões subhorizontais é mais difícil de explicar, podendo inclusive tratar-se de um artefato da simulação, relacionado com a rigidez normal das interfaces FLISTR. Empiricamente, estas trações são compatíveis com as direções das fraturas secundárias, subparalelas às falhas principais, que são comumente observadas em campo e em experimentos. Entretanto, estas fraturas estão associadas ao mecanismo de ruptura, que não foi modelado neste trabalho.

4.2 Análise da Curvatura do Topo do Reservatório

A análise da curvatura de superfícies estruturais tem sido citada entre as principais ferramentas utilizadas na caracterização de reservatórios fraturados [14, Cacas e Letouzey - 1994].

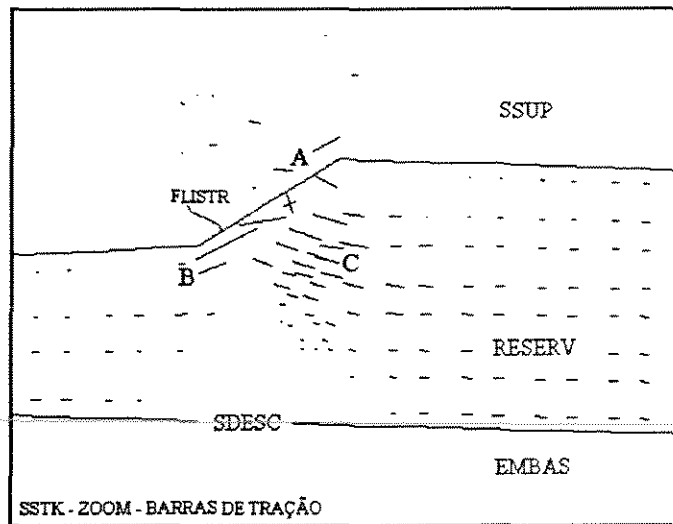


Figura 4-16: Detalhe do gráfico de barras de tração para o resultado da simulação da seção *strike* com malha regular e com as interfaces FLISTR.

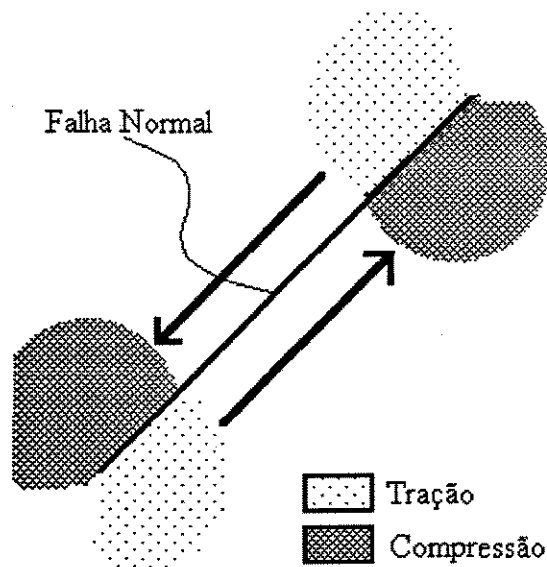


Figura 4-17: Seção mostrando a análise cinemática plana simplificada do estado de tensões nas extremidades de uma falha normal.

Tensões flexurais e propriedades petrofísicas, como a porosidade e a permeabilidade, devidas ao fraturamento eventualmente associado, podem ser modeladas analiticamente através de relações com a curvatura e com a espessura das camadas flexionadas [56, Murray - 1968].

4.2.1 A Função Curvatura Normal

A curvatura de uma superfície está relacionada com a variação da direção do versor¹ normal ao longo de seus pontos [22, Crampin e Pirani - 1988]. A **curvatura normal** (k_n) é proporcional à taxa de variação da inclinação deste versor ao longo de uma **seção normal**² (figura 4-18) à superfície. As curvaturas, ao longo das infinitas seções normais admitidas, definem a **função curvatura normal**, em cada ponto da superfície [78, Tenenblat - 1990]. Esta função apresenta um máximo e um mínimo, que correspondem às **curvaturas principais** (k_1 e k_2), a partir das quais podemos definir a curvatura média:

$$H = \frac{k_1 + k_2}{2}$$

e a curvatura gaussiana:

$$K = k_1 \cdot k_2 .$$

A seção normal constitui uma curva plana, de modo que, na prática, a curvatura normal pode ser encarada como uma **curvatura plana direcional** (k_i), que pode ser obtida a partir da 2ª derivada:

$$k_i = \frac{(\partial^2 z / \partial x_i^2)}{[1 + (\partial z / \partial x_i)^2]^{3/2}} , \quad (4.1)$$

onde z é a uma seção normal e x_i designa a orientação desta seção. Para curvas suaves, a 1ª derivada assume valores muito pequenos e a equação 4.1 pode ser simplificada:

$$k_i \simeq (\partial^2 z / \partial x_i^2) .$$

Esta última aproximação é muito usada em análises de curvatura, por estar geralmente

¹Vetor unitário.

²Traço da superfície em um plano secante normal.

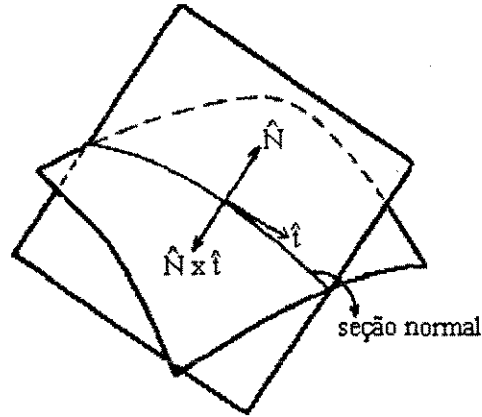


Figura 4-18: Seção normal de uma superfície (traço no plano secante normal) [78, Tenenblat - 1990].

disponível em pacotes de mapeamento. Nestes casos, as derivadas são calculadas nas direções do *grid* de interpolação, que pode ser orientado de modo que sejam obtidas curvaturas muito próximas das curvaturas principais. Se o *grid* estiver alinhado com o *trend* estrutural, a curvatura média pode ser obtida através do Laplaciano da superfície estrutural (Z):

$$H \simeq \frac{\nabla^2 Z}{2}, \quad (4.2)$$

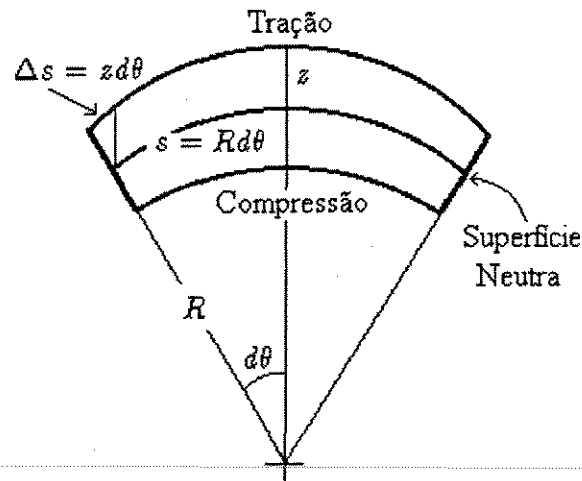
onde

$$\nabla^2 Z = \frac{\partial^2 Z}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 Z}{\partial x_2^2}.$$

Cabe observar que as curvaturas principais, a curvatura média e a curvatura gaussiana podem ser determinadas também tensorialmente através de invariantes do *mapa de Weingarten* [22, Crampin e Pirani - 1988]. Esta abordagem não foi utilizada neste trabalho.

4.2.2 Tensões Flexurais em Placas Retangulares

A flexura de placas retangulares pode ser descrita através de um modelo simplificado baseado nas seguintes hipóteses [59, Obert e Duvall - 1967]:



$$\epsilon_x = \frac{\Delta s}{s} = \frac{z}{R}$$

Figura 4-19: Deformação flexural em um elemento de uma placa retangular [59, Obert e Duvall - 1967]. Seção perpendicular ao eixo y (largura unitária).

1. uma placa é um elemento estrutural plano cuja largura é, no mínimo, quatro vezes maior que a espessura e cujo comprimento é maior ou igual à largura;
2. o material que constitui a placa é homogêneo, isotrópico e perfeitamente elástico;
3. as cargas e as reações atuam normalmente ao plano da placa;
4. a deflexão máxima é menor que a metade da espessura da placa;
5. o plano central da placa (superfície neutra - equidistante do topo e da base) não sofre atuação de tensões, enquanto que todos os outros pontos ficam sujeitos a tensões biaxiais durante a deformação flexural;
6. linhas retas verticais permanecem retas após a deformação, mas assumem posições inclinadas em relação à vertical.

Considerando-se um trecho da placa com deflexão cilíndrica máxima e largura unitária (figura 4-19), no centro da placa, as deformações podem ser obtidas através da seguinte

relação:

$$\varepsilon_x = \frac{Z}{R} = Zk \quad (4.3)$$

onde Z define a posição em relação à superfície neutra, R é o raio de curvatura e

$$k = \frac{1}{R}$$

é a curvatura da seção normal da superfície defletida, na direção considerada (plano xz). Neste caso, assume-se que a deformação na direção y (perpendicular ao plano da página na figura 4-19) é completamente restrita ($\varepsilon_y = \gamma_{xy} = \gamma_{yz} = 0$). Como foi também assumido um estado biaxial de tensões ($\sigma_z = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$), as tensões σ_x e σ_y podem ser calculadas, a partir das equações (C.7) (ver apêndice C), pelas seguintes equações [59, Obert e Duvall - 1967]:

$$\sigma_x = \frac{E\varepsilon_x}{(1 - \nu^2)}$$

$$\sigma_y = \nu\sigma_x ,$$

nas quais, aplicando-se a equação 4.3, chega-se a:

$$\sigma_x = \frac{EZk}{(1 - \nu^2)} \quad (4.4)$$

$$\sigma_y = \nu \frac{EZk}{(1 - \nu^2)} .$$

onde E é o módulo de Young e ν é o coeficiente de Poisson do material. Cabe observar que a tensão σ_x é compressiva na superfície côncava e trativa na superfície convexa da placa (figura 4-19).

A equação 4.4 estabelece um modelo analítico aproximado para a tensão σ_x associada à deformação flexural de uma placa, em função da posição relativa à superfície neutra (Z) e da curvatura (k). É importante observar que um meio acamado, sujeito a deformação flexural, pode ser analisado através da superposição de modelos de placa retangular. Os resultados da aplicação deste modelo no caso do reservatório estudado serão apresentados a seguir.

4.2.3 Topo do Reservatório Carbonático

Para a modelagem das tensões flexurais atuantes no reservatório, através da análise de curvaturas, foi utilizada como referência a superfície do topo do Membro Quissamã, obtida a partir de um mapa sísmico 3D convertido em profundidade (figura 3-5). Como não foi possível obter a definição da estrutura interna das camadas do Membro Quissamã, a modelagem teve um caráter mais qualitativo, valendo-se da relação:

$$\sigma_x \propto k ,$$

onde k corresponde genericamente à curvatura do topo do reservatório.

A curvatura de uma superfície admite diferentes abordagens: curvatura normal, função curvatura normal, curvatura média e curvatura gaussiana (ver item 4.2.1). Na presente análise, foram utilizadas aproximações da curvatura média e da função curvatura normal.

Apesar de ser importante para a caracterização de superfícies, a curvatura gaussiana foi descartada para a modelagem de tensões flexurais. Esta decisão levou em conta o fato de uma placa deformada cilindricamente estar sujeita a tensões flexurais significativas, apesar de apresentar curvatura gaussiana nula³.

Curvatura Média

Para o cálculo da curvatura média foi utilizada a equação 4.2, admitindo-se a hipótese simplificadora de que as seções verticais do topo do reservatório são seções aproximadamente normais. O Laplaciano da superfície foi determinado com uma função do pacote ISATIS [42, 1994], através dos seguintes procedimentos:

1. digitalização do mapa sísmico 3D e carregamento no ISATIS;
2. reinterpolação para duas malhas $50 \times 50m$, sendo uma delas orientada segundo a direção N-S e a outra alinhada com o *trend* da estrutura ($N25^\circ E$);
3. suavização da superfície interpolada para evitar problemas na derivação numérica;

³Em uma superfície perfeitamente cilíndrica, uma das curvaturas principais é nula.

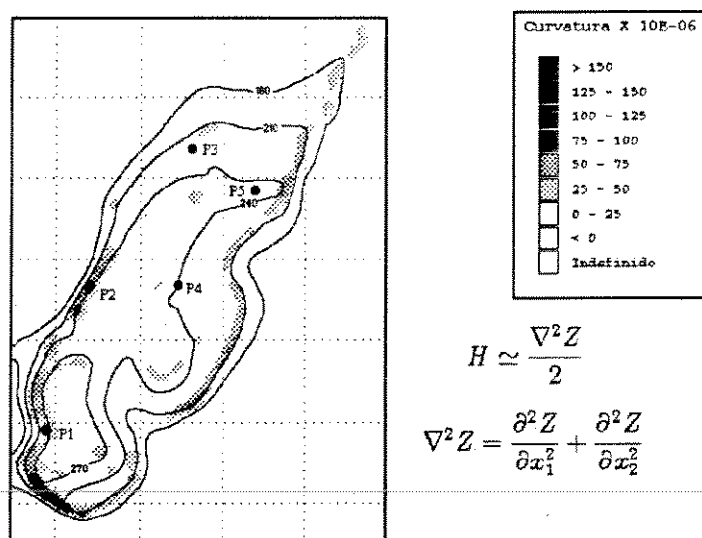


Figura 4-20: Mapa de curvatura média do topo do reservatório.

4. cálculo da curvatura média a partir da equação 4.2.

A utilização de uma malha orientada, segundo o eixo maior da estrutura, tem base no procedimento descrito no ítem 4.2.1, para uma melhor aproximação das curvaturas principais. Na realidade, esta precaução revelou-se desnecessária, no caso estudado⁴, já que os mapas de curvatura calculados com as duas malhas ficaram muito semelhantes. Desta forma, apenas o mapa correspondente à malha N-S foi utilizado na análise apresentada a seguir.

Os resultados obtidos (figura 4-20) mostram que as maiores curvaturas médias tendem a acompanhar a direção das falhas que delimitam o reservatório (comparar as figuras 3-5 e 4-20). Esta relação espacial sugere uma associação das curvaturas observadas com os *drags* causados pelas falhas, o que implica tensões flexurais aproximadamente perpendiculares às direções das falhas.

A ausência de curvaturas expressivas na porção Norte do reservatório, onde a falha, que delimita a estrutura a NW, tem seu rejeito progressivamente atenuado, reforça a hipótese apresentada (mais uma vez comparar as figuras 3-5 e 4-20).

⁴Deve-se ressaltar que o alinhamento da malha com o *trend* estrutural pode ser útil em outras situações, sobretudo quando as curvaturas forem mais suaves.

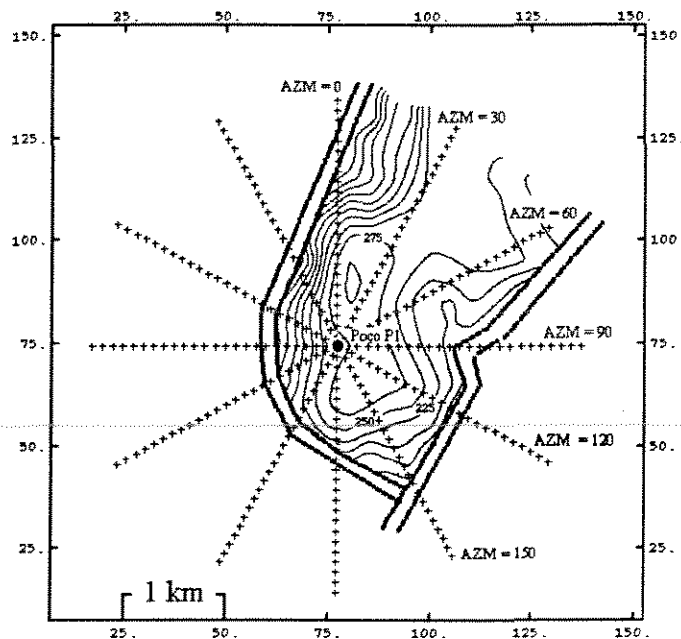


Figura 4-21: Malha radial para a determinação da função curvatura normal.

Função Curvatura Normal

Com base no modelo de tensões flexurais, associadas aos *drags* das falhas lítricas, inferido a partir da curvatura média, optou-se por um *zoom* no processo de análise de curvatura. A função curvatura normal foi avaliada na posição do poço P1, para investigar a direção de máxima curvatura normal. O objetivo deste detalhamento foi a determinação da orientação mais provável das fraturas, observadas nos testemunhos do poço P1 (ver ítem 3.2), admitindo-se que as tensões flexurais trativas tenham influenciado significativamente o campo de tensões que gerou estas fraturas.

A função curvatura normal foi interpolada a partir das curvaturas normais calculadas pela equação 4.1, através dos seguintes procedimentos:

1. definição de uma malha radial com seis seções verticais, centradas no poço P1 (figura 4-21), o que equivale a uma varredura do espaço direcional com um intervalo de

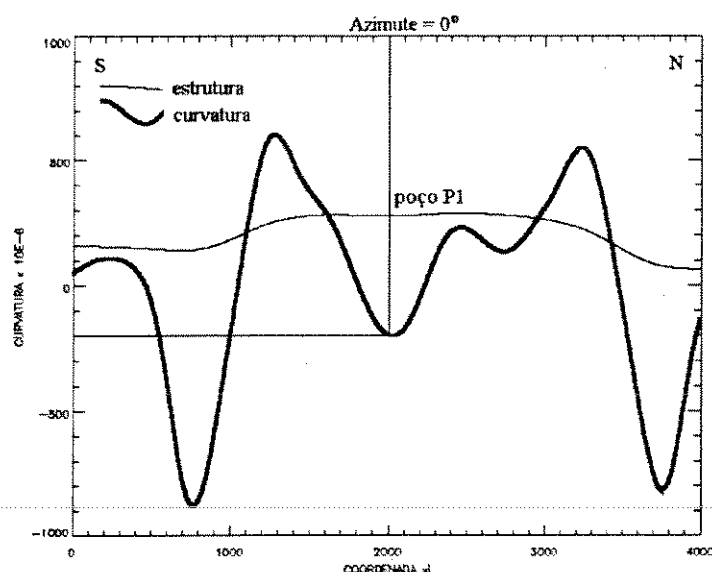


Figura 4-22: Seção radial segundo o azimute 0°.

amostragem azimutal de 30°;

2. digitalização das seções verticais com um intervalo de amostragem inicial de 100m, e carregamento no pacote IDL [41, 1994];
3. interpolação das seções para um intervalo de 1m e suavização, para evitar problemas na derivação numérica;
4. cálculo das curvaturas normais, ao longo das seções, através da equação 4.1, sendo as derivadas obtidas por diferenças finitas (figuras 4-22 a 4-27);
5. interpolação da função curvatura normal, a partir das curvaturas normais calculadas para o ponto analisado, nas seis direções amostradas (figura 4-28).

Os gráficos das curvaturas normais ao longo das seções amostradas (figuras 4-22 a 4-27) evidenciam mais uma vez a associação das maiores curvaturas com as falhas que delimitam a estrutura, confirmando o que já havia sido observado através da curvatura média.

É importante observar que os maiores valores de curvatura calculados para as malhas $50 \times 50m$ ($\sim 100 \times 10^{-6}m^{-1}$) estão quase uma ordem de grandeza abaixo das curvaturas máximas determinadas nas seções interpoladas com intervalo de 1m ($\sim 1000 \times 10^{-6}m^{-1}$).

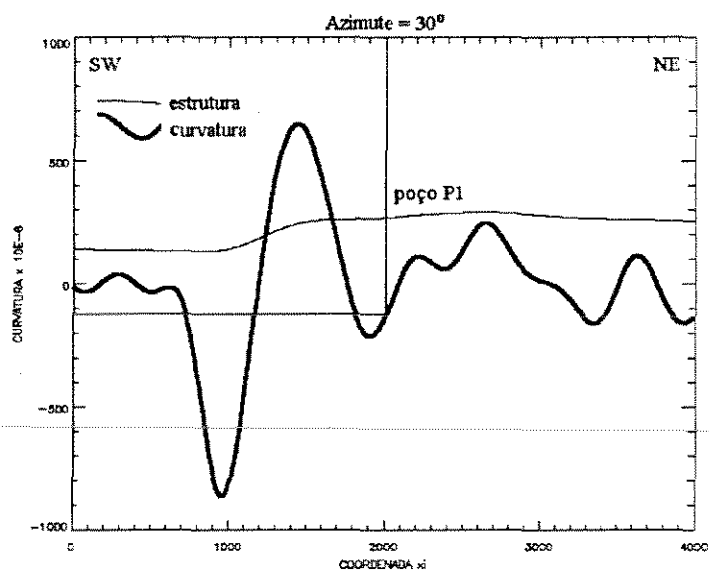


Figura 4-23: Seção radial segundo o azimuth 30° .

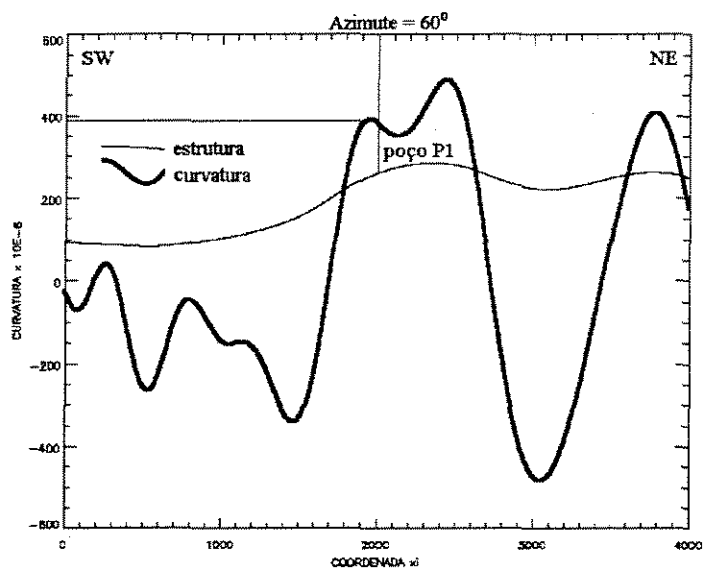


Figura 4-24: Seção radial segundo o azimuth 60° .

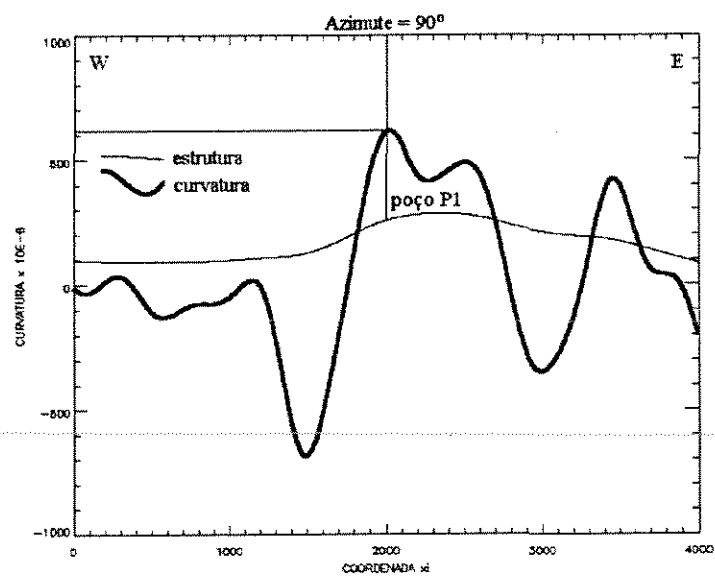


Figura 4-25: Seção radial segundo o azimute 90°.

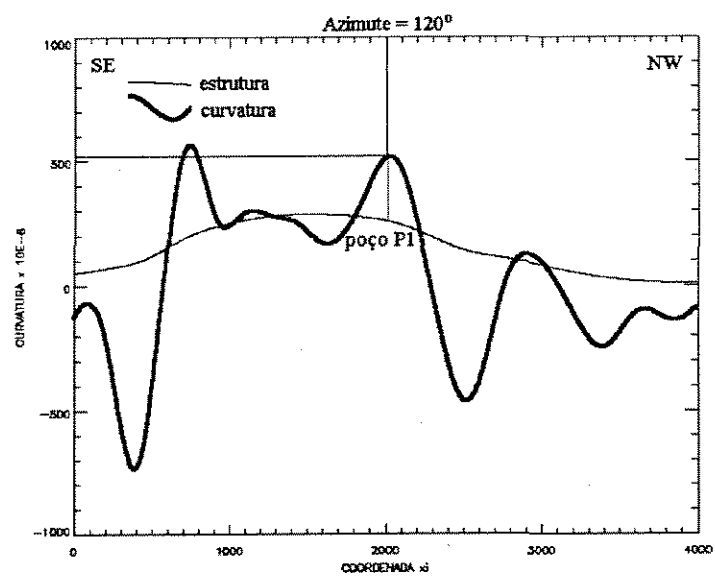


Figura 4-26: Seção radial segundo o azimute 120°.

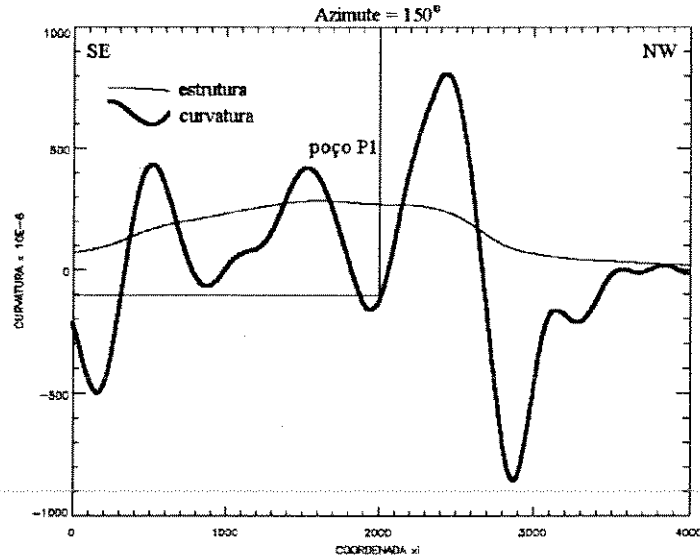


Figura 4-27: Seção radial segundo o azimuth 150°.

Esta discrepância é significativa, mesmo considerando-se que as curvaturas obtidas com as malhas são médias. Como a resolução do mapa sísmico deve estar acima inclusive do intervalo das malhas, não há um parâmetro físico que indique qual faixa de valores é mais aceitável. Pode-se afirmar, tão somente, que os resultados das seções radiais são numericamente mais confiáveis, por conta do menor intervalo de interpolação. De qualquer modo, mesmo considerando-se os menores valores de curvatura ($\sim 100 \times 10^{-6} m^{-1}$) e camadas pouco espessas ($z \leq 10m$), as trações flexurais induzidas, calculadas com base na equação (4.4), seriam suficientes para determinar a ruptura trativa em carbonatos ($E = 40 \times 10^3$ MPa; $\nu = 0,3$), cuja resistência à tração (T_0) é, normalmente, menor que 10 MPa.

Nas imediações do poço P1, a função curvatura normal varia de $-200 \times 10^{-6} m^{-1}$ na seção N-S (*azimute* = 0°) para $610 \times 10^{-6} m^{-1}$ na seção E-W (*azimute* = 90°, ver figura 4-28). A tensão flexural trativa máxima deve, portanto, estar orientada na direção E-W nesta posição da superfície analisada. Além disso, as curvaturas normais negativas indicam possíveis tensões flexurais compressivas em torno da direção N-S (*azimutes* = 150°, 0° e 30°). Estes dados sugerem que as fraturas observadas nos testemunhos do poço P1 estão alinhadas na direção N-S.

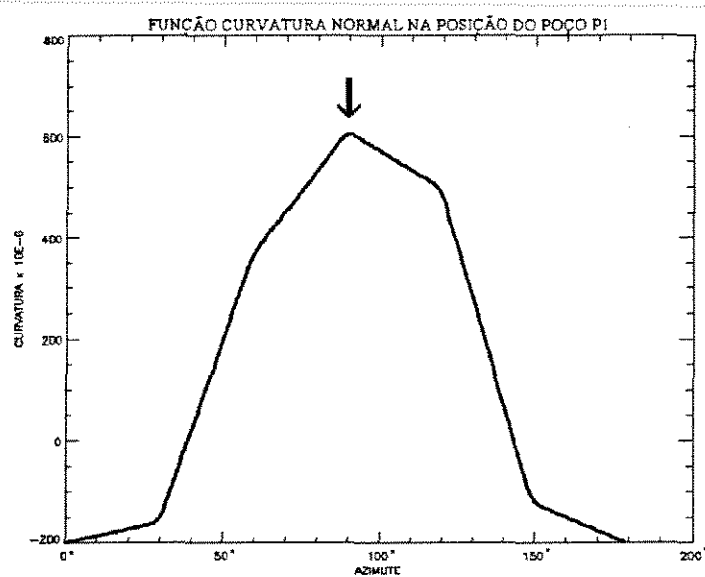


Figura 4-28: Função curvatura normal aproximada para as imediações do poço P1 no topo do reservatório. Observar a máxima curvatura na direção E-W.

Capítulo 5

Breakouts em Poços

Entre as técnicas para a determinação de tensões *in situ*, a análise de *breakouts* destaca-se pela simplicidade e pelo baixo custo e limita-se principalmente à definição das orientações das tensões horizontais atuantes. Apesar desta limitação, o método tem sido amplamente utilizado, sobretudo na caracterização de tensões regionais. Na maior parte dos casos, os resultados obtidos são bastante coerentes, tanto intrinsecamente, quanto na comparação com dados gerados por outras técnicas [10, Bell - 1990].

A avaliação da análise de *breakouts* para a caracterização do estado de tensões em reservatórios constitui um dos objetivos principais do presente trabalho, com base justamente na confiabilidade reportada para a técnica na literatura e na disponibilidade imediata dos dados (ver item 1.1). A seguir serão discutidos alguns conceitos básicos sobre a formação de *breakouts* em poços e sobre técnicas de determinação de tensões *in situ*. No final do capítulo, serão analisados os resultados gerados durante o desenvolvimento deste projeto.

5.1 Modelos Mecânicos para a Formação de *Breakouts*

5.1.1 Histórico

Os *breakouts* são zonas de fraturamento que aumentam o diâmetro dos poços na direção perpendicular à orientação da tensão horizontal máxima - S_H (figura 5-1). Estes alargamentos foram observados pela primeira vez no início da década de 60, em sondagens profundas,

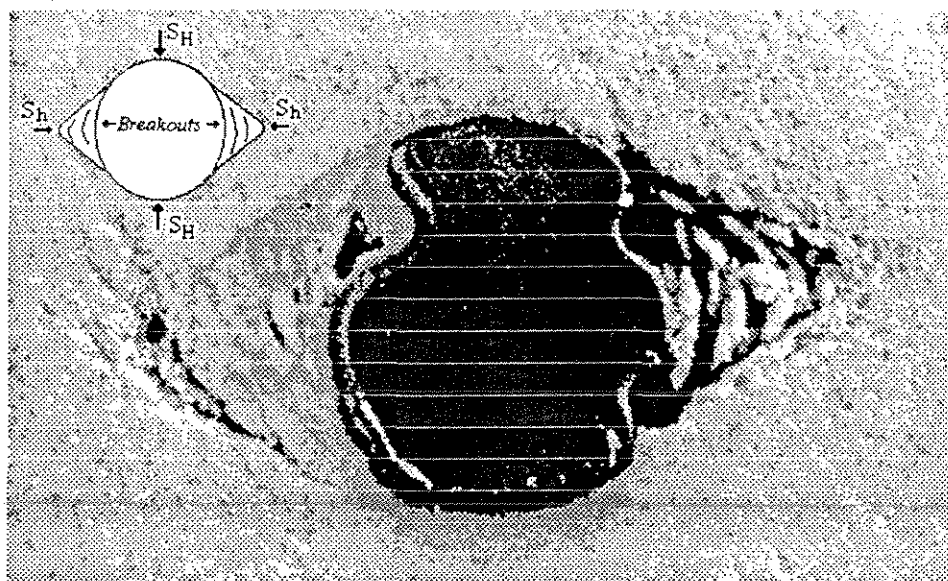


Figura 5-1: Fotografia de *breakouts* experimentais [28, Ewy et al. - 1987].

nas minas de ouro da África do Sul [36, Haimson e Herrick - 1985]. Foi, entretanto, a partir do desenvolvimento da ferramenta HDT (*High resolution Dipmeter well-logging Tool*) que os *breakouts* passaram a ser detectados mais frequentemente, sobretudo na indústria do petróleo.

Na década de 70 foram publicados os primeiros estudos sobre o assunto. O trabalho pioneiro [21, Cox - 1970] chamava a atenção para o alinhamento sistemático, segundo NW-SE, dos alargamentos observados em 17 poços da Bacia de Alberta (Canadá). Babcock [7, 1978], também trabalhando com dados da Bacia de Alberta, observou que os alargamentos, que chamou de *breakouts*, ocorriam em sedimentos datados do Devoniano ao Cretáceo, mantendo a mesma orientação média para diferentes litologias e para atitudes distintas. O autor sugeriu um modelo conceitual, segundo o qual os *breakouts* estariam associados à interceptação de juntas de direção NW-SE.

Bell e Gough [9, 1979] apresentaram uma crítica ao modelo de Babcock, baseada nas seguintes objeções:

- ocorrem quatro grupos bem definidos de juntas na região, para apenas uma direção preferencial de alargamentos;

- dificilmente os poços estariam interceptando zonas de fratura com a frequência observada;
- não havia registros, em superfície, da ocorrência sistemática de fraturas com as dimensões exigidas para a detecção através dos patins da ferramenta HDT (abertura $\geq 2\text{cm}$; comprimento $\geq 40\text{cm}$).

Alternativamente, os autores sugeriram que os *breakouts* eram causados pela concentração de tensões nas paredes dos poços, sob um campo horizontal anisotrópico. Nesta situação, os alargamentos estariam alinhados com a tensão horizontal mínima - S_h (figura 5-1).

Nas décadas de 80 e 90, a análise de *breakouts* adquiriu formalmente o *status* de técnica para a determinação de tensões *in situ*, em função da generalizada coerência dos resultados em inúmeros estudos de caso e de uma significativa intensificação nas pesquisas.

Gough e Bell [32, 1981], [33, 1982] deram continuidade aos estudos em Alberta e acrescentaram dados obtidos no Texas e no Colorado, procurando confirmar a idéia da orientação dos alargamentos na direção de S_h . Esta hipótese acabou por ser reforçada em uma série de artigos entre os quais podem ser citados Fordjor et al. [30, 1983], Teufel [79, 1985], Zoback et al. [86, 1985] e Plumb e Cox [64, 1987]. Paralelamente, a análise de *breakouts* ultrapassou a fronteira da indústria petrolífera, passando a ser utilizada na área de energia geotermal [65, Plumb e Hickman - 1985], em projetos de depósitos de lixo nuclear [62, Paillet e Kim - 1987] e em estudos de tectônica da crosta oceânica [54, Moos e Zoback - 1990]. As referências citadas constituem apenas uma amostra dos exemplos de aplicação de *breakouts* publicados recentemente.

Os primeiros trabalhos sobre modelagem experimental de *breakouts* foram publicados em meados da década de 80. Mastin [49, 1984] estudou a deformação ao redor de furos cilíndricos em amostras do arenito Berea, sob compressão uniaxial (S_H) perpendicular ao eixo dos furos ($S_h = S_v = 0$). Apesar de os resultados não terem sido conclusivos sobre a aplicação de *breakouts* para a quantificação de tensões, Mastin observou que as fraturas formavam-se através de uma combinação de fissuramento trativo com ruptura cisalhante. Este tipo de mecanismo de deformação passou a ser adotado como um modelo genérico para o estudo da ruptura sob compressão em rochas [3, Ashby e Hallam - 1986], [4, Ashby e

Samms - 1990], [26, Du e Aydin - 1991] e [69, Reches e Lockner - 1994].

Haimson e Herrick [36, 1985] analisaram a formação de *breakouts* em amostras de calcário, sob um campo de tensões triaxial ($S_H > S_v > S_h$) gerado em uma célula de compressão poliaxial servo-controlada. Com este experimento, que reproduziu um pouco melhor as condições de campo, os autores confirmaram a observação de uma fase inicial de fissuramento (*splitting*) antes da ruptura por lascamento (*spalling*) junto à parede do poço. Além disso, foram apresentadas neste trabalho outras conclusões importantes:

- os *breakouts* estão diretamente relacionados ao estado de tensões e ocorrem em duas zonas diametralmente opostas nas paredes dos poços, alinhadas segundo a direção de S_h ;
- a espessura e a profundidade¹ dos *breakouts* aumentam com a magnitude das tensões horizontais, mas apenas a profundidade pode ser modelada razoavelmente através de relações elásticas lineares.

Os resultados, obtidos nos trabalhos comentados acima, foram em grande parte confirmados e detalhados nas pesquisas experimentais subsequentes [37, Haimson e Herrick - 1986], [28, Ewy et al. - 1987].

No desenvolvimento teórico, destacam-se os modelos apresentados por Gough e Bell [33, 1982], por Zoback et al. [86, 1985] e por Zheng, Kemeny e Cook [84, 1989], que serão discutidos a seguir.

5.1.2 Modelo de Gough e Bell (1982)

Para a descrição do estado de tensões nas imediações de um poço vertical, sujeito a um campo de tensões horizontal biaxial (S_H, S_h), Gough e Bell [33, 1982] utilizaram as de **Equações de Kirsh**:

$$\sigma_r = \left(\frac{S_H + S_h}{2}\right)\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) + \left(\frac{S_H - S_h}{2}\right)\left(1 + \frac{3a^4}{r^4} - \frac{4a^2}{r^2}\right)\cos 2\theta$$

¹Penetração perpendicular à parede do poço.

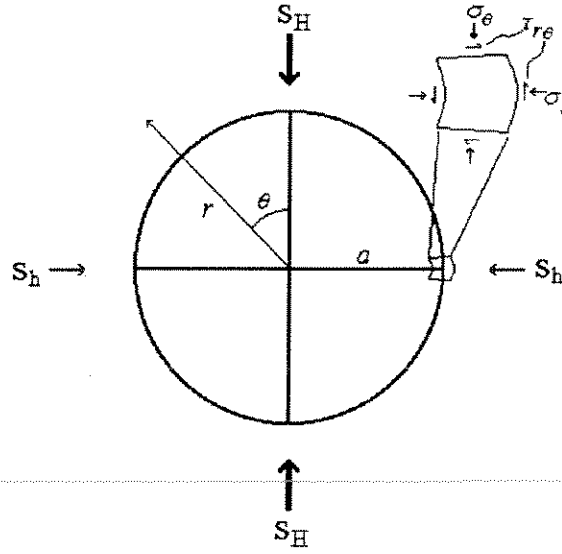


Figura 5-2: Modelo utilizado para a obtenção da solução de Kirsh, para o estado de tensões ao redor de um furo em uma placa infinita sob um campo de tensões biaxial.

$$\sigma_{\theta} = \left(\frac{S_H + S_h}{2}\right)\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) - \left(\frac{S_H - S_h}{2}\right)\left(1 + \frac{3a^4}{r^4}\right)\cos 2\theta \quad (5.1)$$

$$\tau_{r\theta} = -\left(\frac{S_H - S_h}{2}\right)\left(1 - \frac{3a^4}{r^4} + \frac{2a^2}{r^2}\right)\sin 2\theta$$

nas quais σ_r , σ_{θ} e $\tau_{r\theta}$ são respectivamente as tensões radial, tangencial e cisalhante, a é o raio do poço e (r, θ) são coordenadas polares referenciadas no centro do poço, sendo θ orientado no sentido anti-horário, a partir da direção de S_H (figura 5-2).

Na parede do poço, com $r = a$, as tensões σ_r e $\tau_{r\theta}$ se anulam. A tensão tangencial é dada por:

$$\sigma_{\theta} = (S_H + S_h) - 2(S_H - S_h)\cos 2\theta \quad (5.2)$$

e atinge um máximo de:

$$\sigma_{\theta} = 3S_H - S_h$$

para $\theta = 90^\circ$ e $\theta = 270^\circ$ (figura 5-2). Para estas posições, os autores observaram, a partir das equações (5.1), que a diferença de tensões ($\sigma_{\theta} - \sigma_r$) cai rapidamente de $3S_H - S_h$ para valores em torno de $S_H - S_h$, com o aumento de r , ou seja, com o afastamento da parede do poço.

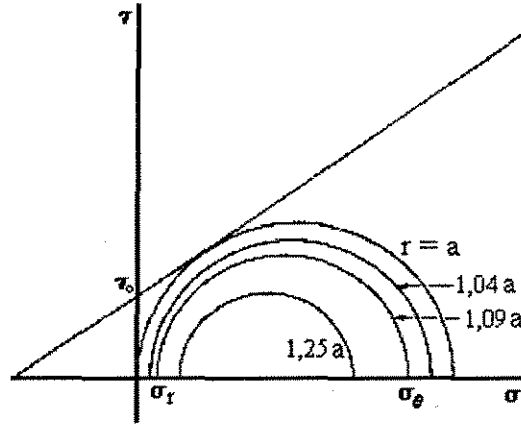


Figura 5-3: Diagrama de Mohr mostrando a ocorrência de zonas potenciais de ruptura junto à parede do poço, através do critério de Mohr-Coulomb [33, Gough e Bell - 1982].

Os resultados obtidos foram então analisados no Diagrama de Mohr, através do critério de ruptura de Mohr-Coulomb:

$$|\tau| = \tau_0 + \mu\sigma, \quad (5.3)$$

em que τ_0 é a resistência ao cisalhamento e μ é o coeficiente de atrito interno do material. Nesta análise (figura 5-3), fica claro que a maximização do diferencial de tensões ($\sigma_\theta - \sigma_r$) condiciona zonas potenciais de fraturamento justapostas e alinhadas com a direção de S_h , junto à parede do poço. Os autores concluíram que, na ausência de heterogeneidades de resistência expressivas nas imediações do poço, a ruptura da formação nestas zonas dá origem aos *breakouts*.

5.1.3 Modelo de Zoback et al. (1985)

Zoback et al. [86, 1985] aprofundaram a análise do estado de tensões em torno de um poço, utilizando o diagrama de Mohr. Neste trabalho, os autores introduziram um termo referente ao diferencial de pressões entre a lama de perfuração e o fluido da formação ($p_m - p_f$), nas Equações de Kirsh:

$$\sigma_r = \left(\frac{S_H + S_h}{2}\right)\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) + \left(\frac{S_H - S_h}{2}\right)\left(1 + \frac{3a^4}{r^4} - \frac{4a^2}{r^2}\right)\cos 2\theta + \frac{a^2}{r^2}(p_m - p_f)$$

$$\sigma_\theta = \left(\frac{S_H + S_h}{2}\right)\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) - \left(\frac{S_H - S_h}{2}\right)\left(1 + \frac{3a^4}{r^4}\right)\cos 2\theta - \frac{a^2}{r^2}(p_m - p_f) \quad (5.4)$$

$$\tau_{r\theta} = -\left(\frac{S_H - S_h}{2}\right)\left(1 - \frac{3a^4}{r^4} + \frac{2a^2}{r^2}\right)\sin 2\theta .$$

Zoback et al. [86, 1985] utilizaram a equação do círculo de Mohr:

$$R = \sqrt{\left(\frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{2}\right)^2 + \tau_{r\theta}^2}$$

e a equação da distância do centro do círculo de Mohr à reta de Mohr-Coulomb (equação (5.3)):

$$d = \frac{1}{\sqrt{1 + \mu^2}} \left[\mu \left(\frac{\sigma_\theta + \sigma_r}{2} \right) + \tau_0 \right]$$

para estabelecer a condição de ruptura com $R = d$:

$$\tau_0 = \sqrt{(1 + \mu^2) \left[\left(\frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{2} \right)^2 + \tau_{r\theta}^2 \right]} - \mu \left(\frac{\sigma_\theta + \sigma_r}{2} \right) . \quad (5.5)$$

As regiões potenciais de fraturamento apontadas por Gough e Bell [33, 1982] foram então delimitadas em detalhe, variando-se as tensões S_H e S_h e os parâmetros do meio (τ_0 e μ) nas equações (5.4) e na equação (5.5). Os resultados desta modelagem revelaram zonas de ruptura de fundo achatado (figura 5-4), cujas dimensões são diretamente proporcionais ao diferencial de tensões horizontais ($S_H - S_h$) e inversamente proporcionais aos parâmetros τ_0 e μ . Os autores modelaram também o efeito do diferencial de pressões ($p_m - p_f$) e observaram que o desenvolvimento de *breakouts* é inibido pelo excesso de pressão na lama ($p_m > p_f$), e é favorecido pelo excesso de pressão de poro ($p_m < p_f$), conforme seria de se esperar (figura 5-5).

5.1.4 Modelo de Zheng, Kemeny e Cook (1989)

Apesar de ser bastante elucidativo, o modelo de Zoback et al. [86, 1985] apresenta dois problemas principais:

1. os *breakouts* observados nos modelos experimentais mostram normalmente um perfil mais agudo (formato *dog ear*, ver figura 5-1) em relação às formas achatadas previstas

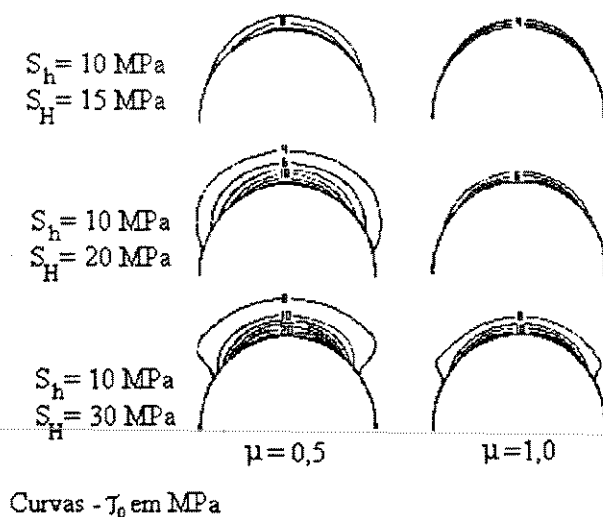


Figura 5-4: Zonas preferenciais de ruptura em torno de um poço em função das tensões horizontais (S_H e S_h) e dos parâmetros τ_0 e μ do material [86, Zoback et al. - 1985].

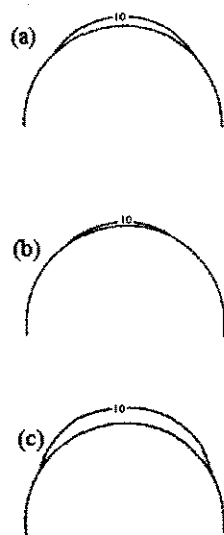


Figura 5-5: Influência do diferencial de pressões ($p_m - p_f$) sobre as dimensões das zonas de ruptura [86, Zoback et al. - 1985]: (a) $p_m = p_f$; (b) $p_m > p_f$; (c) $p_m < p_f$.

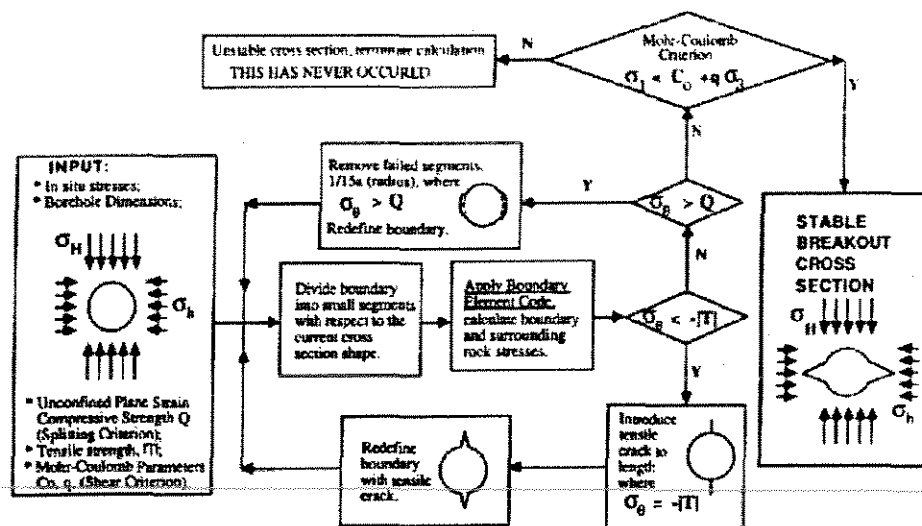


Figura 5-6: Fluxograma da modelagem numérica de Zheng, Kemeny e Cook [84, 1989].

pelo modelo analítico;

2. o modelo não apresenta um critério para a estabilização do processo, uma vez que a formação de *breakouts* implica concentrações de tensão ainda maiores na região arredondada da parede do poço.

Zheng, Kemeny e Cook [84, 1989] solucionaram estas inconsistências através de modelagem numérica, utilizando um simulador elástico baseado no método de elementos de contorno.

Partindo da idéia de que o fraturamento na parede do poço ocorre por compressão uniaxial na zona com σ_θ máximo, os autores implementaram um critério de ruptura definido pela resistência compressiva não confinada (Q) no simulador elástico. Foram também introduzidos no modelo o critério de resistência à tração (T) e o critério de Mohr-Coulomb (equação (5.3)), para checar a estabilidade da formação nas imediações do poço, respectivamente no início e no final do processo.

A primeira etapa desta modelagem corresponde ao cálculo das tensões iniciais com as Equações de Kirsh (equação (5.4)). A seguir, são removidas as zonas sob tensão maior que a resistência Q do material modelado, e o contorno do poço é redefinido. O novo campo de

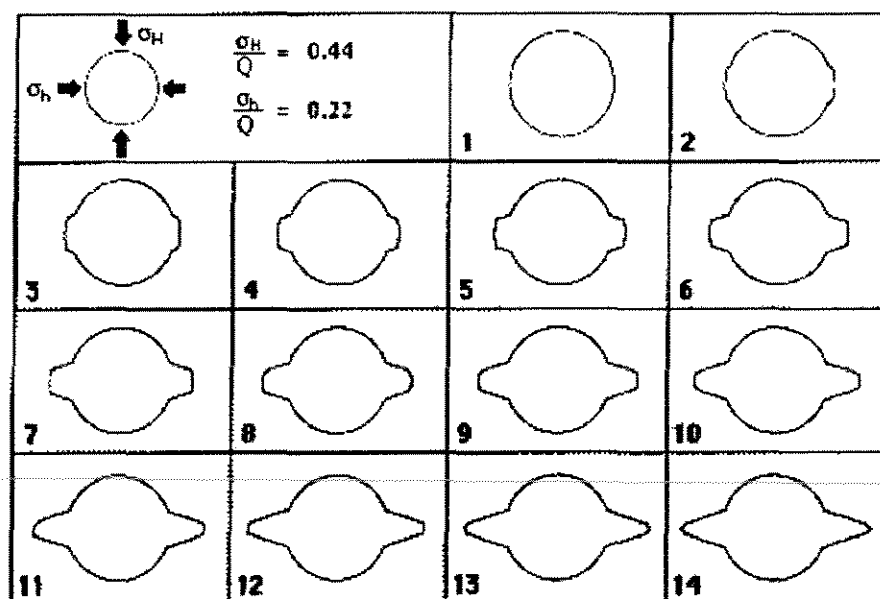


Figura 5-7: Exemplo de geração de *breakouts* através do modelo de Zheng, Kemeny e Cook [84, 1989].

tensões é determinado pelo método de elementos de contorno e volta a ser testado para o valor de Q , conforme o fluxograma da figura 5-6.

Os autores observaram que as dimensões das zonas arrombadas diminuíam progressivamente, levando a uma estabilização geométrica do processo. Na figura 5-7 está exemplificada a geração de um *breakout* estável em 14 estágios. Chama atenção a semelhança entre o resultado desta modelagem e os *breakouts* obtidos experimentalmente (comparar figuras 5-1 e 5-7).

A evolução do estado de tensões em vários pontos nas imediações da parede do poço está representada na figura 5-8. Em todas as posições, embora para níveis de tensão distintos, ocorre uma convergência dos valores das tensões principais. A análise desta convergência no Diagrama de Mohr (figura 5-9) evidencia o seu papel fundamental na estabilização do processo, associando uma causa mecânica ao fenômeno observado geometricamente.

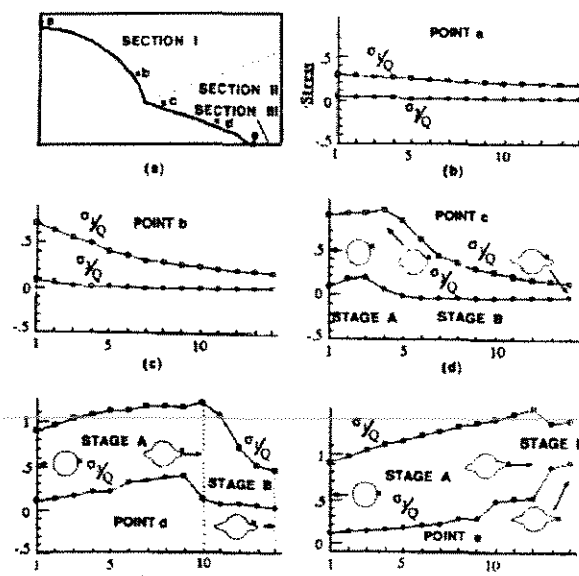


Figura 5-8: Evolução das tensões principais durante a geração de *breakouts* [84, Zheng, Kemeny e Cook - 1989].

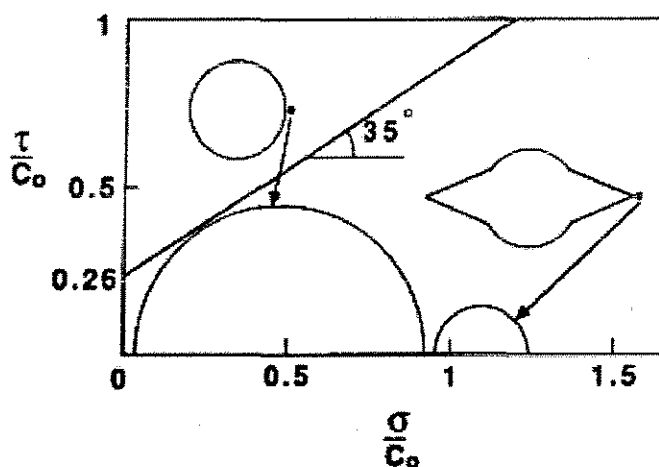


Figura 5-9: Diagrama de Mohr mostrando a influência da convergência das tensões principais na estabilização do processo de geração de *breakouts* [84, Zheng, Kemeny e Cook - 1989].



Figura 5-10: Exemplo de imagem do *Bore Hole TeleViewer*. Os *breakouts* são as faixas verticais escuras na metade inferior direita.

5.2 Análise de *Breakouts*

Os *breakouts* podem ser observados através de dispositivos de imageamento das paredes dos poços, como por exemplo, o BHTV² (*Bore Hole TeleViewer* - figura 5-10), ou através de perfis geométricos mais avançados como o EMS² (*Enviroment Measurement Sonde*). Entretanto, na maior parte dos casos, inclusive neste projeto, os alargamentos são detectados pelos *calipers* orientados da ferramenta HDT² (*High resolution Dipmeter well logging Tool*), cuja aquisição é mais rotineira. A seguir serão discutidos os procedimentos básicos adotados para a análise de *breakouts* a partir de dados do perfil *dipmeter*.

5.2.1 Reconhecimento de *Breakouts* através do Perfil *Dipmeter*

A ferramenta *dipmeter* foi testada comercialmente pela primeira vez no início da década de 30, pela Schlumberger³. O método consiste na tomada de três ou quatro medições de microrresistividade equi-espaçadas e orientadas, ao redor da parede do poço, para a estimativa

² Trade Mark Schlumberger

³ Trade Mark

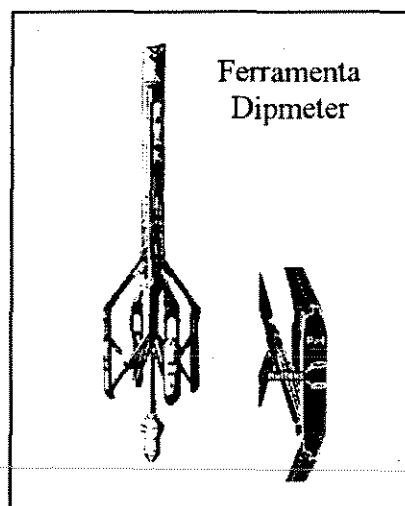


Figura 5-11: Ferramenta para registro do perfil HDT (*High resolution Dipmeter well logging Tool*).

do mergulho e da direção do acamamento das formações [45, Labo - 1992].

Em 1940, foi introduzido o *dipmeter* baseado em correlação, e, em meados da década de 60, a Schlumberger⁴ apresentou a versão digital da ferramenta. Os *dipmeters* digitais usados atualmente (figura 5-11) consistem de dois pares de patins justapostos, ajustados ortogonalmente, os quais geram medidas de microresistividade, de diâmetro do poço (*calipers*) e de orientação e inclinação da ferramenta. O perfil HDT, por exemplo, registra aproximadamente uma amostra por centímetro (32 medidas/ft).

Identificação de *Breakouts*

Durante a perfilagem, o torque do cabo força a rotação da ferramenta, que persiste enquanto a seção permanecer aproximadamente circular (figura 5-12a). Quando um *breakout* é atingido, um dos pares de patins acaba sendo encaixado nas zonas arrombadas justapostas, e a rotação cessa (figuras 5-12b e 5-12c). Os critérios para a identificação de *breakouts* estão relacionados justamente a este comportamento operacional:

⁴Trade Mark

- (1) orientação constante da ferramenta no intervalo (não há rotação);
- (2) diferença de leitura entre os *calipers* (Δ) maior que a espessura dos patins ($\sim 1cm$);
- (3) menor diâmetro lido próximo do diâmetro nominal do poço;
- (4) comprimento (L) mínimo maior que o comprimento dos patins ($\sim 30cm$).

É importante observar que qualquer tipo de assimetria imposta à seção do poço pode suspender a rotação, sendo particularmente importante a deformação causada pela inclinação da ferramenta de perfuração (figura 5-12d). Deste modo, o reconhecimento positivo de *breakouts* requer um cuidado adicional:

- (5) orientação (θ) do alargamento não coincidente com a direção de desvio para poços muito inclinados.

Como o perfil *dipmeter* fornece os dados necessários (Δ , L e θ), o processo de identificação preliminar de *breakouts* pode ser feito automaticamente, conforme os procedimentos que serão discutidos no item seguinte.

5.2.2 Processamento BOL e Estatística Vetorial

Neste trabalho, foram utilizados apenas dados obtidos com a ferramenta HDT, para os quais o reconhecimento preliminar de *breakouts* é feito através do processamento BOL⁵ (*Breakout Orientation Log*). Os registros são inicialmente reamostrados para 2 medidas/ft (aproximadamente 1 amostra a cada 15 cm). A seguir, o BOL cria um arquivo com os dados necessários para a identificação de alargamentos [46, Lima e Nascimento - 1994].

Os dados de saída do perfil BOL estão exemplificados na figura 5-13:

- trilha 1 (à esquerda): medidas dos dois *calipers*, já comparadas com o diâmetro nominal do poço;
- trilha 2: diferença entre as leituras dos *calipers* (Δ) e *breakout flag*;

⁵ Trade Mark Schlumberger

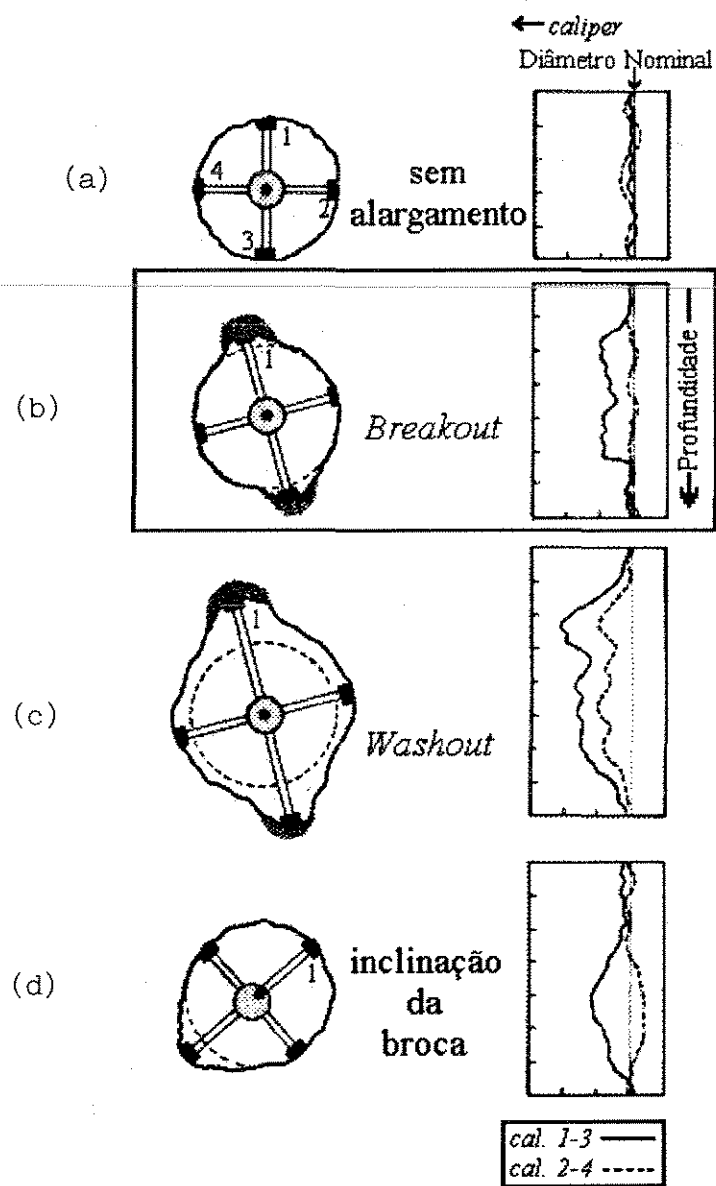


Figura 5-12: Situações mais comuns para o alargamento do diâmetro de poços.

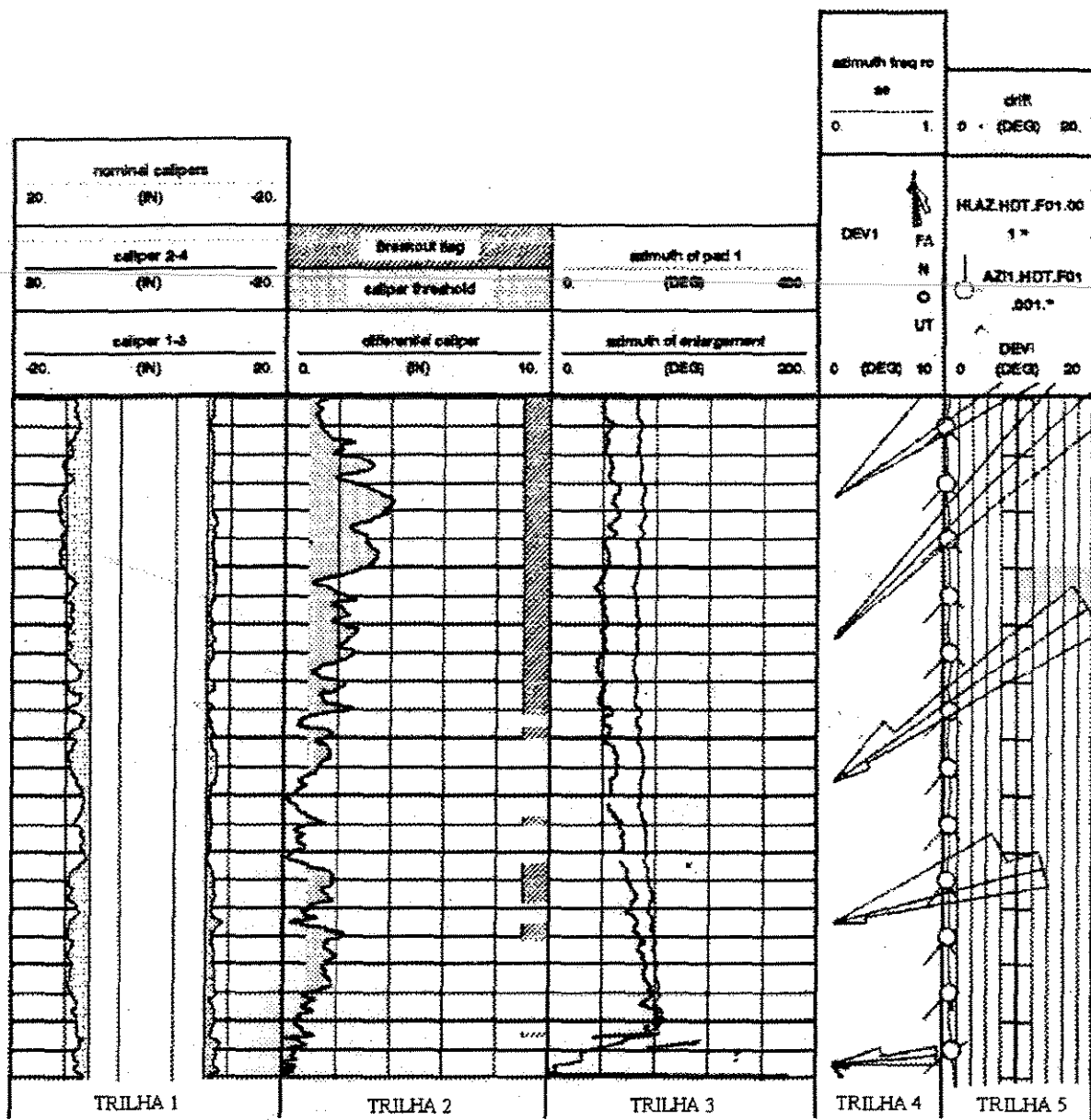


Figura 5-13: Exemplo do perfil BOL.

- trilha 3: azimute de referência do patim 1 e azimute de alargamento (θ); estes dois valores devem ser ou coincidentes, ou defasados de 90° , conforme o *caliper* que se encaixa no alargamento; no exemplo, os valores estão defasados (atenção para a diferença de escalas);
- trilha 4: diagrama em roseta para as orientações dos alargamentos correspondentes a intervalos de 25 m;
- trilha 5: valor e direção do desvio do poço.

O exame dos perfis BOL já dá uma idéia sobre o padrão de alargamentos que ocorre em cada poço, mas não deve ser assumido como um procedimento conclusivo. Os critérios adotados no processamento inicial devem ser, inclusive, bastante abertos, para evitar a exclusão de dados que podem revelar-se consistentes em análises posteriores [27, Evans e Brereton - 1990]. O *breakout flag*, por exemplo, só é acionado para alargamentos que começam abruptamente, mas não há uma justificativa operacional ou mecânica razoável para este critério.

Na seqüência do processo, os resultados obtidos com o BOL foram submetidos a um tratamento estatístico. Na análise estatística de dados direcionais, os momentos experimentais são determinados vetorialmente [48, Mardia - 1972]. Inicialmente, as amostras são classificadas com base nos critérios definidos no item 5.2.1. A cada amostra selecionada como *breakout* é atribuído um vetor unitário de coordenadas:

$$(\cos \theta_i, \sin \theta_i)$$

onde θ_i é a direção do alargamento em radianos, já convertida para o intervalo $[0, \pi]$. A seguir são calculadas as coordenadas médias para cada intervalo contínuo com alargamentos:

$$\overline{C} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \cos \theta_i$$

$$\overline{S} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sin \theta_i$$

onde n é o número de amostras no intervalo analisado, cujo comprimento L_0 é dado pela

equação:

$$L_0 = n.\Delta z ,$$

sendo $\Delta z \simeq 15 \text{ cm}$ o espaçamento de amostragem.

A direção média (θ_0) dos alargamentos no intervalo é obtida através da seguinte relação:

$$\theta_0 = \arctan \frac{\overline{S}}{\overline{C}} .$$

A dispersão das orientações pode ser medida através da variância circular (S_0), que é calculada a partir do módulo normalizado do vetor resultante (\overline{R}):

$$\overline{R} = \sqrt{\overline{C}^2 + \overline{S}^2}$$

$$S_0 = 1 - \overline{R} .$$

Para entender melhor a variância circular, deve-se observar que se todos os alargamentos estiverem orientados na mesma direção no intervalo, teremos:

$$\overline{R} = 1$$

e conseqüentemente:

$$S_0 = 0 ,$$

ou seja, não há dispersão.

O desvio padrão em radianos (s_0) é dado pela relação

$$s_0 = \frac{\sqrt{-2 \ln(1 - S_0)}}{2} , \text{ conforme Mardia [48, 1972].}$$

Com as estatísticas vetoriais calculadas conforme os procedimentos descritos acima, cada intervalo contínuo de alargamentos ao longo do poço fica definido por um vetor resultante:

$$(L_0, \theta_0 \pm s_0) .$$

Posteriormente, a redefinição dos intervalos de análise, segundo critérios litoestratigráficos, estruturais ou tectônicos, pode ser útil na interpretação dos resultados.

No presente projeto, a análise estatística foi realizada com uma rotina adaptada para a definição das direções principais de tensões segundo os critérios de classificação estabelecidos pelo *World Stress Map Project* [87, Zoback, M. L. - 1992]. Os resultados do processamento BOL e do tratamento estatístico para os alargamentos detectados em poços da área estudada serão discutidos a seguir.

5.3 Resultados Obtidos

As primeiras publicações sobre padrões de orientação de *breakouts* nas bacias sedimentares brasileiras são bastante recentes [46, Lima e Nascimento - 1994], [47, Lima e Nascimento - 1995]. Nestes trabalhos, foi reportada uma dispersão considerável das direções de S_H para as bacias da margem continental sudeste. Lima e Nascimento [47, 1995] sugerem que esta dispersão deve estar relacionada, em parte, com o fluxo gravitacional dos evaporitos aptianos (ver item 2.2.1).

Os dados de *breakouts* obtidos neste trabalho seguem o padrão que vem sendo observado. Além disso, estes resultados reforçam a hipótese da influência da halocinese sobre as orientações das tensões na margem sudeste, conforme será discutido a seguir.

5.3.1 Análise de *Breakouts* no Reservatório Carbonático

Na área estudada, estão disponíveis quatro poços com o perfil HDT para a análise de *breakouts*. No mapa da figura 5-14, estes poços estão codificados com as siglas P2, P3, P4 e P5.

Os dados de *breakouts* foram gerados a partir do processamento BOL⁶ (*Breakout Orientation Log*) e de uma análise estatística direcional, conforme o procedimento descrito no item 5.2. As tabelas 5.1, 5.2 e 5.3 e a figura 5-14 apresentam um resumo dos resultados obtidos.

No poço P5 (figura 5-14 e tabela 5.3), a direção de S_H mostra-se consistente em torno

⁶Trade Mark Schlumberger

Código	P2A	P2B	P2A+P2B	P2C
Unidade	Fm. Macaé	Mb. Retiro	Pós-Aptiano	Andar Jiquiá
S_H Médio	$N10^\circ W$	$N01^\circ E$	$N04^\circ W$	$N78^\circ W$
Desvio Padrão	11°	15°	14°	27°
Intervalo Total (m)	195	203	398	45

Tabela 5.1: Resultados da análise de *breakouts* no poço P2.

Código	P3A	P3B	P3C	P3A+P3B+P3C
Unidade	Gr. Campos	Fm. Macaé	Mb. Retiro	Total
S_H Médio	$N67^\circ E$	$N10^\circ E$	$N40^\circ E$	$N39^\circ E$
Desvio Padrão	17°	25°	40°	37°
Intervalo Total (m)	85	112	29	226

Tabela 5.2: Resultados da análise de *breakouts* no poço P3.

de $N17^\circ W \pm 14^\circ$, mas corresponde a um intervalo de apenas 8 m de *breakouts* da Formação Macaé. Para o poço P4 (figura 5-14 e tabela 5.3) foram observados 50 m de *breakouts* (5 m em folhelhos do Grupo Campos e 45 m na Formação Macaé), que indicaram uma orientação média segundo $N30^\circ W \pm 39^\circ$ para S_H , devendo ser ressaltado o elevado desvio padrão.

O poço P3 (tabela 5.2) apresenta 226 m de alargamentos. A direção média de S_H é $N39^\circ E \pm 37^\circ$, ficando evidente uma grande dispersão nos dados direcionais (figura 5-14).

Os melhores resultados foram obtidos para o poço P2, com 443 m de *breakouts* (tabela 5.1), que indicam nitidamente uma bimodalidade separando as direções de S_H nas unidades pré e pós-aptianas (figura 5-14). Para o Membro Quissamã e o Membro Retiro ocorrem 398 m de alargamentos, com S_H na direção $N04^\circ W \pm 14^\circ$; cabe ressaltar que os dois principais intervalos com *breakouts* estão posicionados respectivamente a 400 e a 750m abaixo do topo

Poço	P4	P5
S_H Médio	$N30^\circ W$	$N17^\circ W$
Desvio Padrão	39°	14°
Intervalo Total (m)	50	8

Tabela 5.3: Resultados da análise de *breakouts* nos poços P4 e P5.

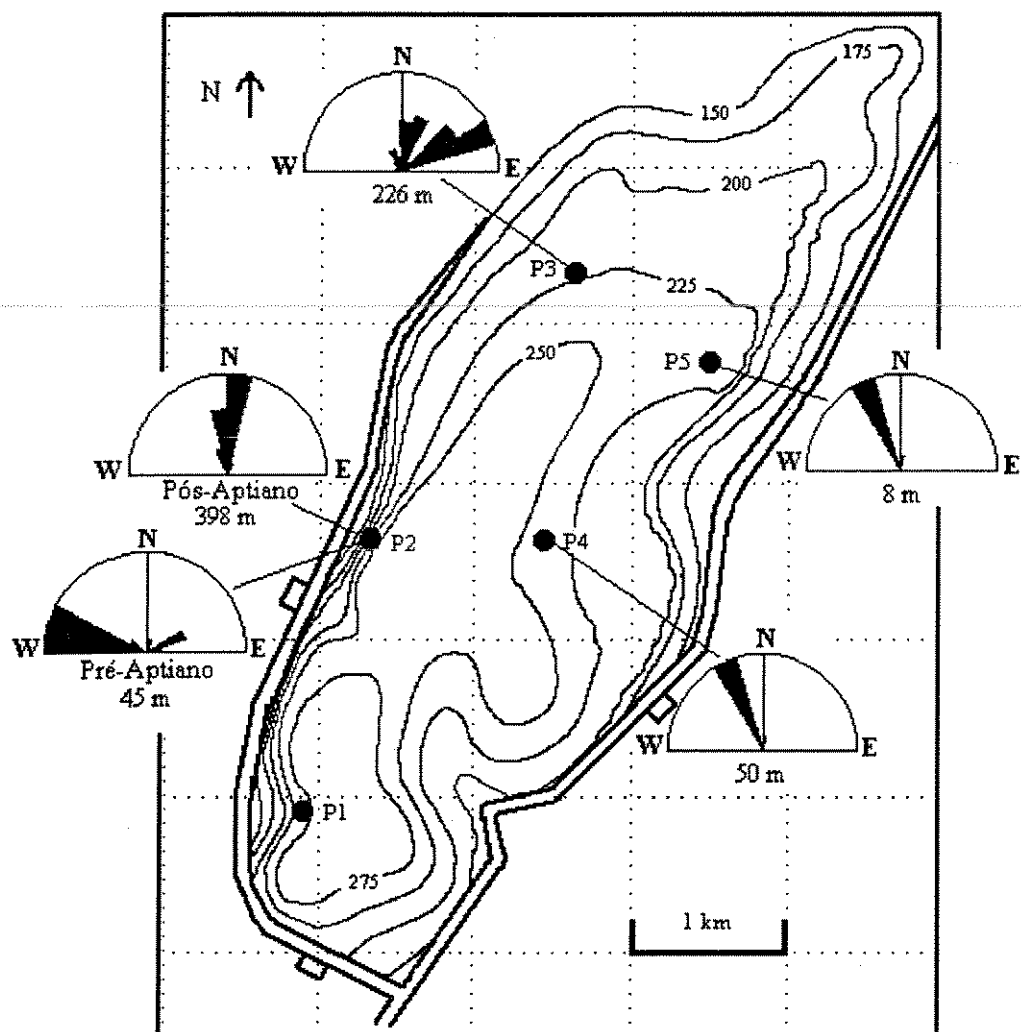


Figura 5-14: Resultados da análise de *breakouts* nos poços da área estudada. Os diagramas de roseta refletem os dados de saída da estatística direcional e não levam em conta o desvio padrão para a direção de S_H em cada intervalo. Foram considerados apenas o comprimento e a direção média. O valor, em metros, na legenda de cada diagrama corresponde ao comprimento total com alargamentos em cada poço. Para o poço P2 são apresentados dois diagramas, para ressaltar a bimodalidade das direções de S_H .

do Membro Quissamã. No Andar Jiquiá (pré-Aptiano), foram detectados 45 m de *breakouts*, com S_H orientado segundo $N78^\circ W \pm 26^\circ$.

5.3.2 Tensões Atuantes no Reservatório

A variação expressiva no padrão de orientações dos *breakouts* sugere um controle muito localizado das tensões horizontais atuantes, conforme o que havia sido previsto com o modelo conceitual (ver item 3.3). É importante observar que o afastamento máximo entre os poços está em torno de 2,5 km ($P2 \leftrightarrow P5$). Na Bacia de Alberta (Canadá), por exemplo, o padrão de orientações dos alargamentos chega a persistir por quase 2000 km, por conta do campo horizontal fortemente anisotrópico ($S_H \gg S_h$), que atua regionalmente [33, Gough e Bell - 1982].

Os poços posicionados na porção mais suave da estrutura (P3, P4 e P5) apresentam maior dispersão nas direções dos *breakouts* ou menores intervalos alargados, o que implica um campo de tensões aproximadamente isotrópico, em ambos os casos. De outro lado, no poço P2, posicionado junto à falha antitética FANT (ver item 3.2 e figura 3-5), foram detectados quase 400 m de *breakouts*, indicando uma direção consistente em torno de $N - S$ para S_H , na seção pós-aptiana. Apesar de não haver um alinhamento exato entre a direção da falha e a orientação de S_H , o controle das tensões horizontais, associado ao falhamento, é evidente e pode estar relacionado com as interferências observadas junto das falhas, na simulação elástica. As trações de acomodação, subparalelas aos planos de falha (figuras 4-15, 4-16 e 4-17), são compatíveis com a direção detectada para S_H . Além disso, o poço P2 está localizado em uma zona de curvaturas médias relativamente altas (figura 4-20), com prováveis tensões flexurais trativas, associadas aos *drags* da falha antitética (figura 5-15). Estas tensões também são coerentes com a orientação de S_H segundo $N - S$ e devem ter alguma influência na composição do estado de tensões local. Cabe ressaltar que a superposição entre as tensões de acomodação e as tensões flexurais pode implicar um modelo bastante complexo, envolvendo várias camadas flexionadas, com trações no topo e compressões na base, além da transição de tração no limite inferior para compressão no limite superior das falhas lítricas, observada na simulação elástica (figuras 4-15, 4-16 e 4-17). Mais uma vez, a análise ade-

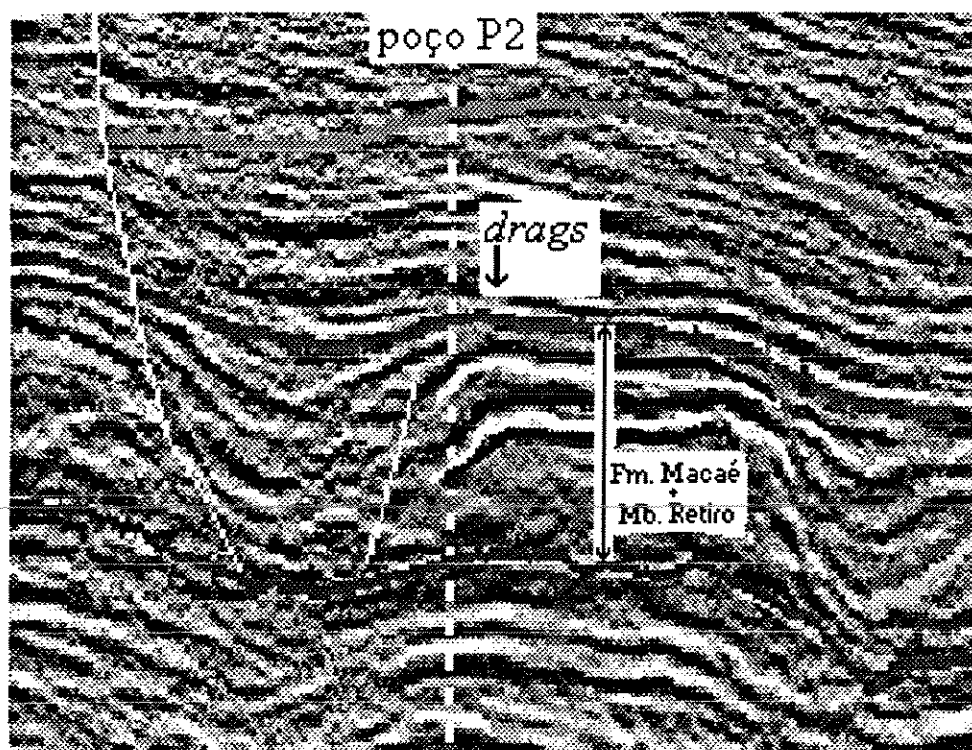


Figura 5-15: Seção sísmica *dip* do reservatório carbonático passando pelo poço P2. Observar *drags* associados à falha antitética.

quada, para o nível de complexidade do problema, demandaria simuladores mais avançados, além de informações mais detalhadas sobre a estrutura local.

O controle local do campo de tensões junto a falhamentos tem sido relatado frequentemente na literatura. Gough e Bell [33, 1982] mostraram o alinhamento sistemático de S_h na direção normal às falhas de crescimento na Bacia do Texas (*East Texas Basin*). Bell [10, 1990] chamou a atenção para o desvio de S_H em relação ao campo regional, no bloco baixo de falhas lítricas, na Bacia de Jeané d'Arc (margem continental leste do Canadá). Castillo e Zoback [15, 1994] analisaram rotações sistemáticas de S_H associadas a falhamentos reversos na região sul do Vale de San Joaquin (Califórnia).

Outra observação importante, relacionada ao estado de tensões *in situ* no reservatório, é o padrão bimodal dos alargamentos do poço P2. A variação brusca na direção de S_H , de $N - S$ na Fm. Macaé e no Mb. Retiro, para $WNW - ESE$ no Andar Jiquiá sugere o desacoplamento das tensões atuantes, ao longo da superfície de descolamento da base dos

evaporitos. Na seção pré-aptiana, a direção de S_H segundo $WNW - ESE$ é consistente com o campo de tensões previsto por Assumpção [6, 1993] para a margem continental sudeste (ver ítem 2.2.1). Na seção pós-aptiana, as tensões são controladas pelo falhamento antitético.

Um modelo de campos de tensão desacoplados foi proposto por Becker [8, 1989] para as Montanhas do Jura, no *foreland* alpino. Neste caso, as direções de S_H determinadas no pacote sobreposto à superfície de descolamento (base dos evaporitos triássicos) apresentam desvios de até 90° em relação às orientações detectadas no embasamento. Becker [8, 1989] destaca os dados de *breakouts* de um poço, que definem claramente a mudança na direção de S_H de $NNE - SSW$ acima dos evaporitos para $NW - SE$ na seção pré-triássica.

Apesar de tratar-se de um resultado isolado, a bimodalidade observada para a orientação dos alargamentos do poço P2 é valorizada pela qualidade dos dados (~ 400 m de *breakouts*, com baixo desvio padrão direcional) e pela mudança brusca de direção exatamente na base da superfície de descolamento aptiana, conforme o que seria de se esperar para um modelo de desacoplamento de tensões.

Capítulo 6

Conclusões

No decorrer desta dissertação, procurou-se sempre contrapor as incertezas e os aspectos coerentes dos resultados obtidos, já que o objetivo principal do projeto foi a avaliação da metodologia proposta, e não sua defesa *a priori*. Este procedimento tem base na idéia de que a investigação científica não leva **ao** modelo que representa a situação real analisada, mas a **um ou mais** modelos aproximados, que podem viabilizar um controle parcial desta situação.

As simplificações impostas na modelagem mecânica constituem a principal fonte de incertezas observada no desenvolvimento do presente trabalho (ítems 4.1 e 4.2.2). Apesar deste problema, o método proposto mostrou-se promissor, uma vez que permitiu a definição de um modelo coerente para o estado de tensões no reservatório carbonático. Cabe ressaltar o baixo custo e a possibilidade de antecipação das informações obtidas, levando-se em conta que a maior parte dos dados estava disponível desde o desenvolvimento do campo estudado. Deve também ficar claro, que mesmo a utilização de medidas diretas de tensão (ítem 2.1.1) não dispensará os procedimentos de interpretação empregados no presente projeto.

Estado de Tensões no Reservatório

A modelagem mecânica e a análise de *breakouts* confirmaram, em grande, parte as previsões conceituais sobre as tensões atuantes no reservatório estudado. A convergência desses resultados reforçou a hipótese da atuação de um campo de tensões horizontal, aproximadamente isotrópico, determinado exclusivamente pelo deslizamento radial divergente dos eva-

poritos e, portanto, desacoplado das tensões regionais de margem passiva. Também ficou evidente o controle localizado das tensões junto às falhas listricas que delimitam o reservatório. A seguir, as principais feições do campo de tensões proposto serão discutidas mais detalhadamente.

Distensão Generalizada

O reservatório estudado pode ser enquadrado no domínio proximal em relação à geometria de deslizamento radial divergente dos evaporitos sotopostos (item 2.2.2 - figuras 2-5 e 2-6; item 3.3 - figura 3-8). A simulação elástica linear confirmou o campo distensivo horizontal isotrópico, tanto na análise em planta (item 4.1.1 - figura 4-2), quanto nos modelos em seção (item 4.1.2 - figuras 4-3, 4-6 e 4-7). A análise de *breakouts* dos poços P3, P4 e P5 também sugere um estado de tensões horizontais isotrópico, pelo menos na porção central do reservatório, longe da interferência dos campos locais associados aos falhamentos limítrofes (item 5.3.1 - figura 5-14 e tabelas 5.2 e 5.3; item 5.3.2).

Desacoplamento de Tensões

No desenvolvimento deste projeto foi sugerido formalmente o *desacoplamento* entre os campos de tensões atuantes no embasamento, incluindo as seqüências pré-aptianas, e o campo distensivo generalizado, devido ao fluxo radial dos evaporitos, que atua nas seqüências pós-aptianas (ítem 3.3 e 5.3.2). Embora o modelo tenha sido proposto para a área estudada, o *desacoplamento de tensões* pode constituir um padrão mais amplo, já que a superfície de descolamento na base dos evaporitos aptianos está presente também em outras bacias da margem sudeste. Os principais argumentos em favor do *desacoplamento* são os seguintes:

- balanceamento praticamente exato entre as estimativas de distensão e de contração para a seção sedimentar da Bacia de Campos que esteve sujeita à halocinese, sugerindo que a deformação foi completamente controlada pelo deslizamento dos evaporitos [24, Demercian et al. - 1993];
- na simulação elástica linear das seções verticais, a suposição do *desacoplamento* foi introduzida *a priori*, e, embora não podendo ser checada, com certeza não comprometeu

a coerência dos resultados (item 4.1.2);

- bimodalidade direcional de S_H , com a mudança de orientação ocorrendo exatamente na base do Membro Retiro, determinada pela análise de *breakouts* do poço P2 (item 5.3.1 - figura 5-14 e tabela 5.1; item 5.3.2).

Tensões Locais

As perturbações locais, junto às falhas lítricas que delimitam o reservatório, constituem a característica mais marcante do campo de tensões atuante na área estudada. Estas interferências, previstas já no modelo conceitual (item 3.3), foram confirmadas posteriormente na simulação elástica (item 4.1.2), na análise de curvatura (item 4.2.3) e na análise de *breakouts* (itens 5.3.1 e 5.3.2).

O controle das tensões junto à falha antitética FANT (figura 3-5) ficou evidente na comparação entre os padrões de orientação da tensão S_H , detectados nos quatro poços analisados, a partir dos *breakouts* (item 5.3.1 - figura 5-14 e tabelas 5.1, 5.2 e 5.3). O campo local é determinado provavelmente pela superposição de dois mecanismos principais:

- tensões trativas de acomodação subparalelas aos planos de falha (figuras 4-15, 4-16 e 4-17);
- trações flexurais associadas às curvaturas mais acentuadas (*drags*) detectadas ao longo das falhas (figuras 4-20 e 5-15).

Direções de Fraturamento

As tensões trativas de acomodação e as trações flexurais definem os campos de tensão mais favoráveis à propagação de fraturas ou fissuras com predominância do Modo I de ruptura (modo de abertura, ver apêndice E) no reservatório carbonático. Estas tensões atuam ao longo das falhas limítrofes e tendem a gerar fraturas subparalelas a estes falhamentos, com mergulhos altos a subverticais, em face do regime distensional.

A função curvatura normal estimada para a posição do poço P1, no topo do reservatório, indicou que as fraturas observadas em testemunho podem ter sido causadas por trações

flexurais associadas à curvatura máxima, detectada na direção $E - W$ (item 4.2.3 - figura 4-28). Nesta situação, as fraturas teriam uma orientação preferencial $N - S$, subparalela à direção da falha FANT, imediatamente a Oeste do poço P1 (figura 3-5).

Apêndice A

Tectônica de Placas

A teoria da **tectônica de placas** representou uma revolução científica sem precedentes no âmbito das geociências. Sua simplicidade e sua abrangência foram comparadas às da Teoria do Átomo de Bhor [20, Cox e Hart - 1986]. A base conceitual evoluiu a partir das hipóteses da **deriva continental** (Wegener - 1912) e do **espalhamento do assoalho oceânico** em um sistema convectivo (Holmes - 1929; Griggs - 1939; Dietz - 1961; Hess - 1962). Em meados da década de 60, outras descobertas importantes, como as **anomalias magnéticas do fundo oceânico** (Vine e Matthews - 1963) e as **falhas transformantes** (Wilson - 1965) levaram à consolidação do novo paradigma tectônico (Mckenzie e Parker - 1967; Morgan - 1968); Isaacks *et al.* - 1968); Le Pichon - 1968).

O modelo mais genérico da tectônica de placas trata a Terra como um sistema termomecânico de baixa eficiência [11, Bott - 1982]. Neste sistema, a **litosfera** (figura A-1), e mais efetivamente a **litosfera oceânica**, controla o fluxo de calor entre um sistema convectivo¹ interno e o espaço exterior, sendo a energia para a convecção liberada por reações exotérmicas de decaimento radiogênico, que ocorrem no manto.

A **litosfera** engloba a crosta e o manto superior (figura A-1) e foi definida com base nas suas propriedades termoreológicas, apresentando um comportamento rígido na escala de tempo dos processos geológicos ($10^8 - 10^9$ anos). As rochas sublitosféricas, por outro lado, são suscetíveis a *creep* devido às temperaturas mais altas, podendo entrar em fluxo no

¹Convecção - transporte de calor em um fluido através da movimentação do próprio fluido [58].

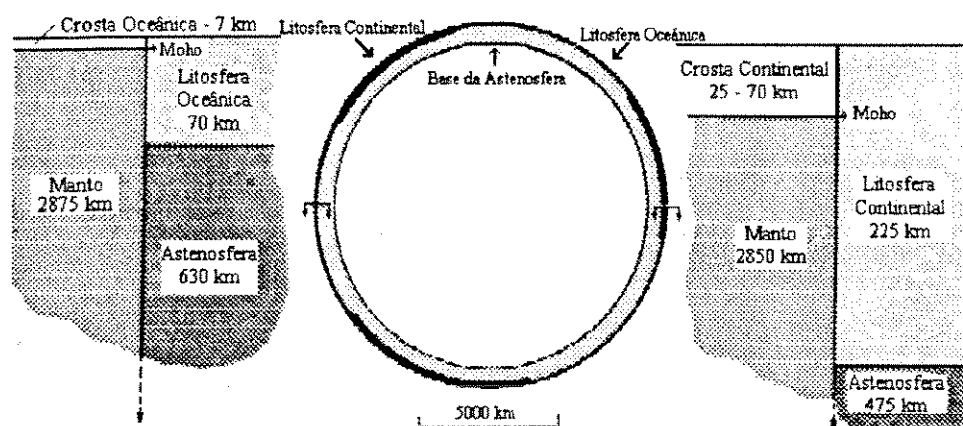


Figura A-1: Estrutura das camadas mais externas da Terra [23, Davis - 1984]. O limite crosta-manto é definido por uma descontinuidade sísmica (Moho). O limite litosfera-astenosfera tem caráter termoreológico e é dado por uma isoterma ($\sim 1350^{\circ}\text{C}$).

estado sólido, sob tensões que atuem na escala geológica de tempo. A base da litosfera é definida, então, por uma **isoterma** ($\sim 1350^{\circ}\text{C}$) que corresponde a uma fração considerável da temperatura de fusão das rochas do manto, o que viabiliza fenômenos de transporte como *creep* e convecção na camada subsequente, a **astenosfera** (figura A-1). Com base nesta estrutura relógica consolidou-se a hipótese da subdivisão da superfície da Terra em **placas litostoféricas rígidas** (figura A-2), que permanecem em constante movimento relativo sobre um substrato astenosférico sujeito a fluxo. A movimentação das placas seria uma consequência da convecção que ocorre na astenosfera e, mais especificamente, das **forças de empuxo**² decorrentes do processo.

Limites de Placas

A rigidez da litosfera em movimento leva à acumulação de tensões, que podem ser inclusive amplificadas, na sua porção superior após grandes intervalos de tempo, por conta da ocorrência de *creep* nas camadas mais profundas (zona de transição litosfera-astenosfera). Essas tensões são liberadas, em sua maior parte, por deformações que ocorrem nos limites das placas, o que é confirmado em parte pela concentração de abalos sísmicos nestes locais. De

²Forças de reação de um fluido à atração gravitacional que atua sobre corpos imersos [38].

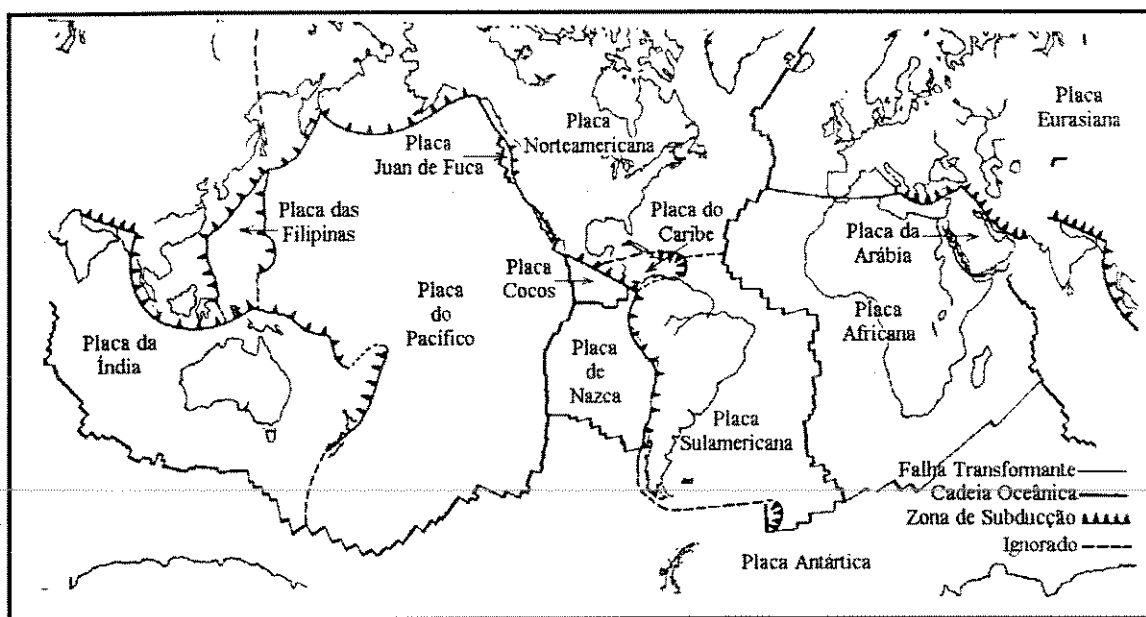


Figura A-2: Principais placas litosféricas [80, Turcotte e Schubert - 1982].

outro lado, as velocidades de deslocamento das placas são aproximadamente constantes, o que limita muito a análise dinâmica dessas deformações, que precisam então ser estudadas com base nos movimentos relativos entre as placas [63, Park - 1988]. Esta abordagem cinemática foi concebida por J. Tuzo Wilson em 1965 e acabou levando à classificação dos limites entre placas em três tipos fundamentais: **construtivos**, **destrutivos** e **transformantes** (figura A-2 e figura A-3).

Os limites construtivos ou divergentes correspondem às dorsais ou **cadeias oceânicas** (figura A-2, figura A-3 e figura A-4). Trata-se de elevações que se estendem por milhares de quilômetros no fundo dos oceanos, cuja largura varia entre 1000 e 2000 km. A batimetria do topo das cadeias pode elevar-se até 2km acima da planície abissal. Nas dorsais ocorre uma ascensão das isotermas, de modo que a espessura da litosfera fica significativamente reduzida (figura A-4). O aumento da temperatura em uma região rasa e, portanto, pouco confinada, causa a fusão das rochas do manto, que se acumulam em uma câmara magmática. O produto do fracionamento e do resfriamento deste magma³ constitui a crosta oceânica recém formada,

³Sucessão Ofiolítica - Peridotitos serpentinizados e gabros sotopostos a *pillow lavas* basálticas e vazas silicosas de radiolários.

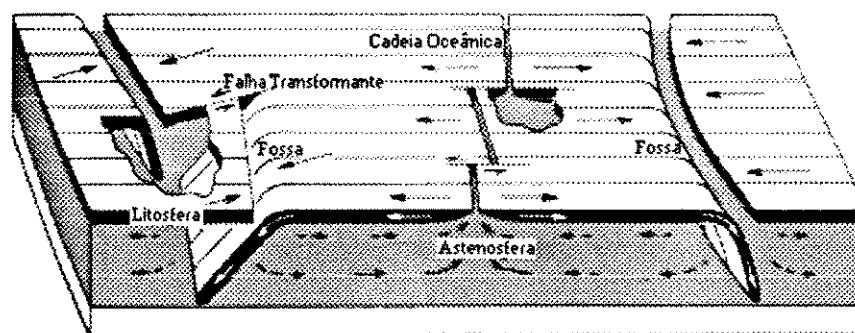


Figura A-3: Tipos de limites entre placas [43, Isacks et al. - 1968].

que é continuamente encaixada ao longo do centro das cadeias, deslocando a crosta mais antiga. Os basaltos³ gerados por este processo adquirem magnetismo termal remanescente (TRM)⁴, devido ao campo magnético terrestre. Como este campo está sujeito a reversões aleatórias, é estabelecido no fundo oceânico um padrão estriado de **anomalias magnéticas** síncronas e aproximadamente simétricas em relação ao eixo da dorsal (figura A-5).

Os limites destrutivos ou convergentes coincidem com as fossas ou **zonas de subducção** (figura A-2, figura A-3 e figura A-4), que são depressões alongadas do fundo oceânico em forma de arco, com milhares de quilômetros de extensão e com até mais de 10 km de profundidade. Nestes locais, a litosfera oceânica antiga, bastante resfriada e densa, mergulha gravitacionalmente para ser *consumida* na astenosfera, provocando um rebaixamento das isotermas. No lado côncavo das fossas, ocorrem arcos magmáticos na placa superposta (figura A-2 e figura A-4), mas a origem dessa fusão em um ambiente de alta pressão e baixa temperatura está longe da obviedade [80, Turcotte e Schubert - 1982].

As cadeias oceânicas e as zonas de subducção podem ser associadas ao sistema convectivo citado anteriormente (figura A-6). A elevação das isotermas na dorsal materializa a borda ascendente da cela convectiva, e a placa descendente na fossa oceânica é a própria borda descendente [20, Cox e Hart - 1986]. Esta última visão, mais ativa, da subducção contrasta com a passividade de uma placa sendo arrastada pelo material astenosférico em

⁴Tipo de magnetização adquirido durante o resfriamento de rochas ígneas, quando é atravessada a **temperatura de Curie** dos minerais magnéticos presentes. Para a magnetita, por exemplo, este limite está em torno de 580°C, bem abaixo da temperatura de fusão de um basalto, por exemplo.

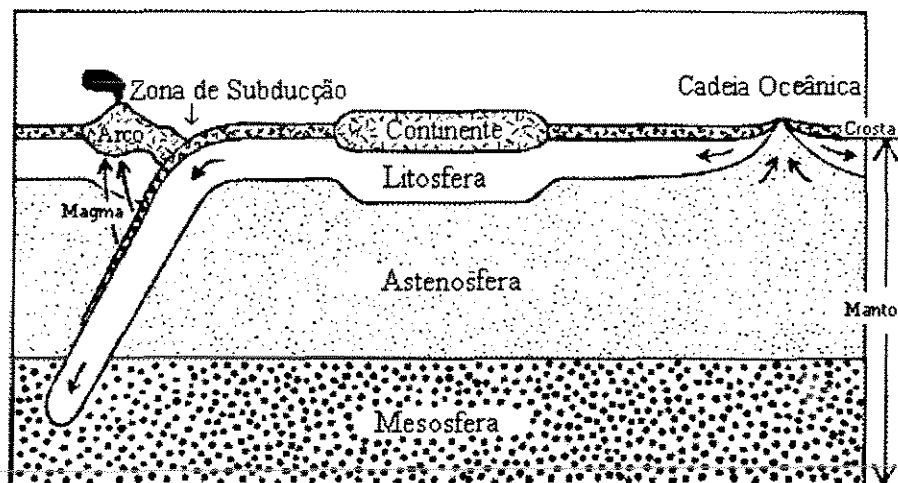


Figura A-4: Seção geológica esquemática mostrando limites de placas construtivos (à direita) e destrutivos (à esquerda) [20, Cox e Hart - 1986].

convecção. Veremos adiante alguns argumentos sobre as limitações das forças de atrito convectivo (*litosfere basal drag* ou *mantle drag*), que reforçam a hipótese da subducção ativa (ver página 23).

Os limites ou **falhas transformantes** (figura A-2, figura A-3 e figura A-7) completam o *quebra-cabeças* das placas, conectando segmentos de cadeias oceânicas e de zonas de subducção. Ao longo destes limites, as placas experimentam deslocamentos horizontais de sentido dextral ou sinistral (figura A-8). As falhas transformantes podem ser divididas em seis classes (mais as suas imagens especulares), em função dos tipos de limites de placa que conectam (dorsais ou fossas) e do sentido da subducção, quando pelo menos uma das extremidades da falha corresponder a uma fossa (figura A-9).

Ciclo de Wilson

Foi também J. Tuzo Wilson que sugeriu um modelo para a formação, o desenvolvimento e o fechamento de um oceano (figura A-10). O **ciclo de Wilson** inicia com a implantação de um *rift*⁵, em um continente (figura A-10a), fenômeno semelhante ao que ocorre atualmente

⁵ *Rift Valley* - Depressão ou vale continental alongado, onde se encaixam lagos ou grandes rios.

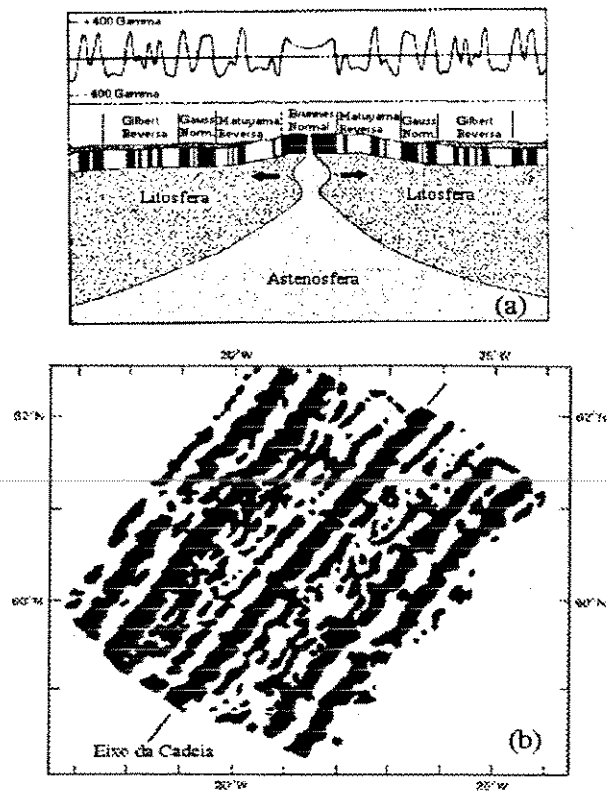


Figura A-5: (a) Seção esquemática das anomalias magnéticas do fundo oceânico [20, Cox e Hart - 1986]. (b) Padrão em planta das anomalias na Cadeia Meso-Atlântica [80, Turcotte e Schubert - 1982].

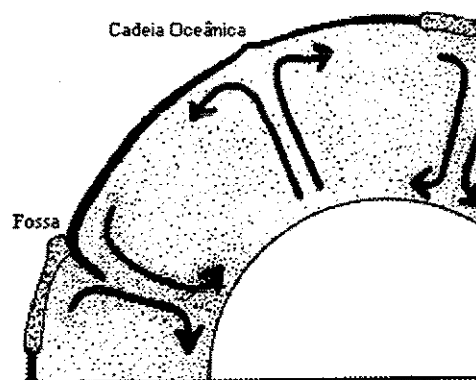


Figura A-6: Cella de convecção no manto, envolvendo cadeias oceânicas (borda ascendente) e zonas de subducção (borda descendente) [20, Cox e Hart - 1986].

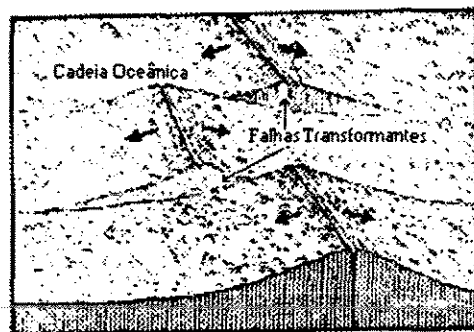


Figura A-7: Esquema de falhas transformantes cortando cadeia oceânica [20, Cox e Hart - 1986].

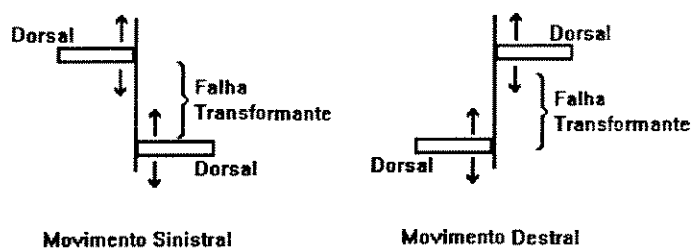


Figura A-8: Deslocamentos em falhas transformantes.

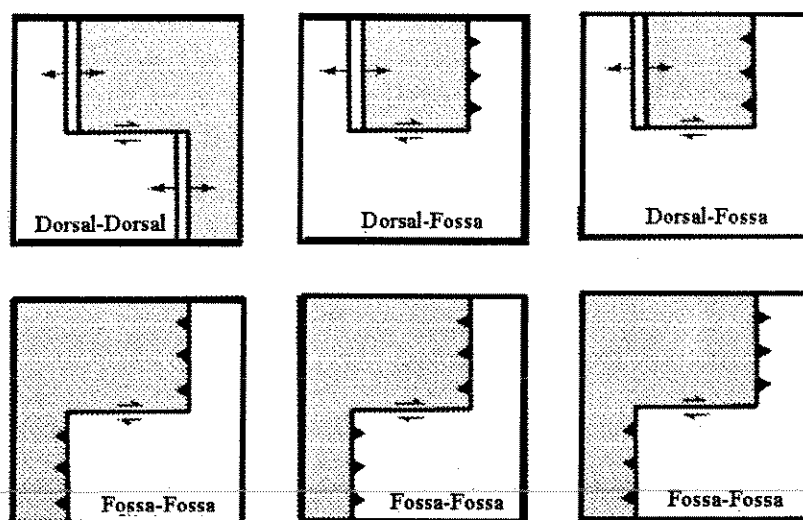


Figura A-9: Classes de falhas transformantes [74, Suppe - 1985].

na região dos lagos do leste da África. A seguir, forma-se um alinhamento de espalhamento oceânico (figura A-10b), que dá origem a um oceano (figura A-10c), como o exemplo da separação entre América do Sul e África, que começou a cerca de 140Ma^6 , no Cretáceo Inferior, e levou à abertura do Oceano Atlântico.

Com o resfriamento e o aumento de densidade, a litosfera oceânica mais antiga vai se tornando gravitacionalmente instável e acaba por afundar na astenosfera, formando zonas de subducção junto às margens continentais (figura A-10d), analogamente ao que se observa hoje ao redor do Oceano Pacífico. O processo pode evoluir para a subducção da própria cadeia oceânica (figura A-10e), como tem ocorrido na costa oeste da América do Norte desde o Cretáceo.

O último estágio do ciclo corresponde ao fechamento completo do oceano, com a colisão dos blocos continentais que estavam às suas margens (figura A-10f). A colisão da Índia com a Ásia determinou o fechamento do Oceano Thetys, que existiu desde o final do Paleozóico.

⁶Ma - Milhões de anos atrás.

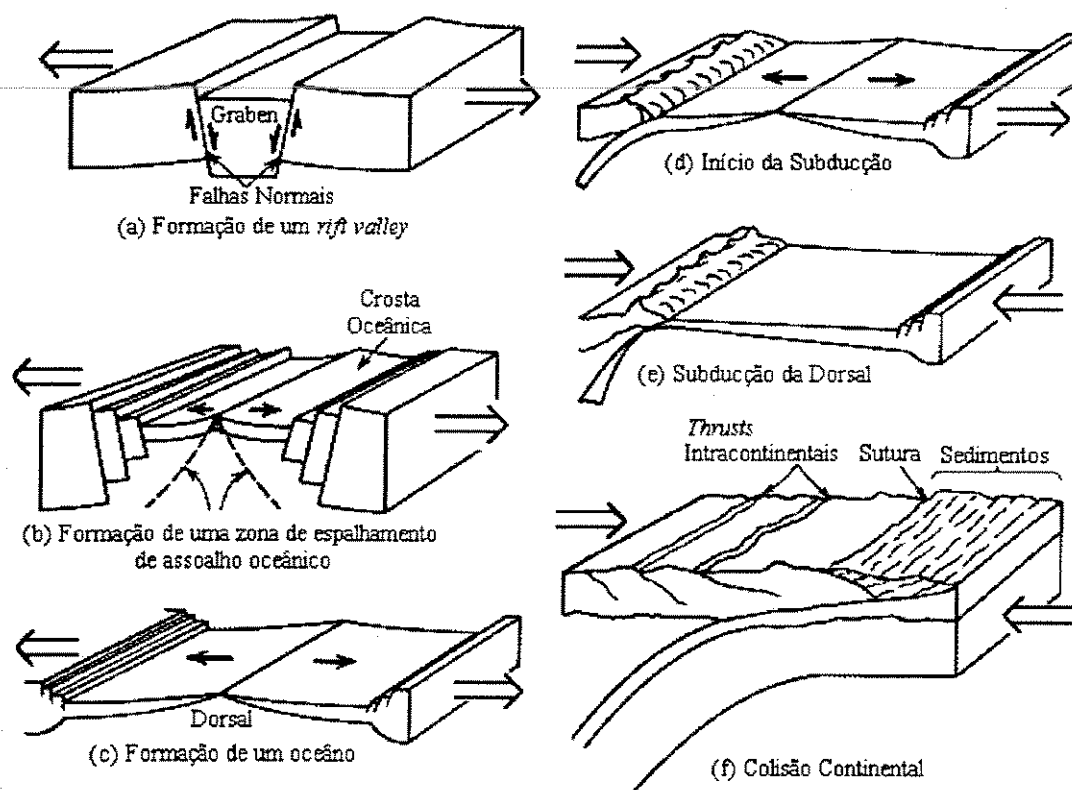


Figura A-10: Ciclo de Wilson [80, Turcotte e Schubert - 1982].

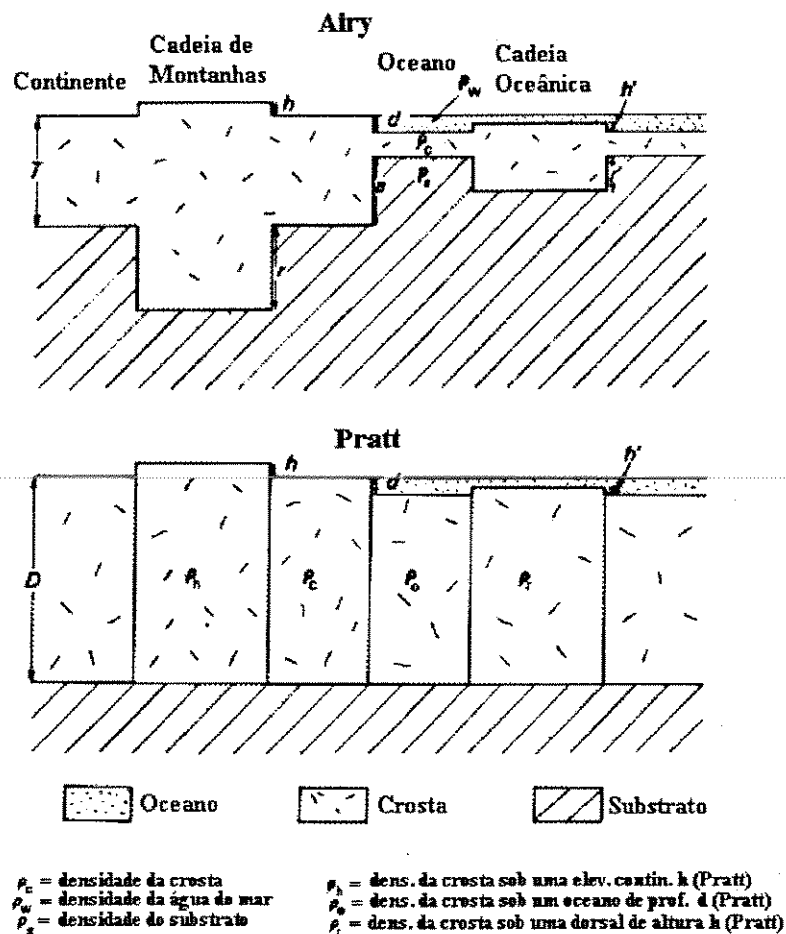


Figura A-11: Modelos isostáticos de Airy e de Pratt [11, Bott - 1982].

Isostasia

O princípio da **isostasia** estabelece que o estado de tensões, a partir de uma determinada **profundidade de compensação**, no manto, deve ser hidrostático (isotrópico ou litostático) e constitui uma aplicação direta do princípio de Arquimedes à estrutura mais externa da Terra. Na prática, qualquer excesso de massa em superfície deve ser compensado por uma deficiência de massa em profundidade, acima do nível de compensação e vice-versa. Foram exatamente estas *massas a menos*, sob cadeias de montanhas como os Andes e os Himalaias, que levaram Airy (modelo de espessura crustal variável) e Pratt (modelo de densidade variável) a formalizarem o conceito da isostasia (figura A-11).

Os modelos de Airy e Pratt, deve-se ressaltar, são muito mais complementares do que

conflitantes. O modelo de Airy é mais adequado para o caso do Planalto do Tibete, por exemplo, enquanto que o modelo de Pratt representa muito bem a situação que ocorre sob uma dorsal oceânica ou sob o *Rift* do Leste da África. Arcos magmáticos e outras elevações continentais como o Platô do Colorado correspondem provavelmente a modelos intermediários com variações expressivas tanto de espessura crustal, quanto de densidade.

A ação da isostasia pode ser observada atualmente no norte da Europa (Finlândia e Suécia), onde o degelo da calota glacial Pleistocênica está sendo compensado por uma ascensão generalizada da topografia, com taxas de até 100 *mm/ano*. Esta retomada pós-glacial do relevo é um forte argumento em favor de uma astenosfera de viscosidade relativamente baixa, suscetível a fluxo, conforme o modelo reológico proposto anteriormente (ver página 111).

Apêndice B

Regimes de Tensão/Deformação

Estado Referencial de Tensões

Para a resolução de problemas referentes aos campos de tensões atuantes na litosfera, geralmente, assume-se que uma das **tensões principais** corresponde à direção **vertical** (S_v) e é dada por

$$S_v = \rho gh , \quad (B.1)$$

onde ρ é a densidade média até a profundidade h e g é a aceleração da gravidade; premissa razoável, já que na superfície da Terra não há acúmulo de tensões cisalhantes (ver apêndice C). As medições disponíveis de tensão vertical (S_v), em vários locais, confirmam esta previsão [51, McGarr - 1988]. As outras duas tensões principais (S_H e S_h) devem corresponder, necessariamente, a direções horizontais e ortogonais entre si.

Para a maior parte dos problemas (particularmente em elasticidade), pode ser útil também a definição de um **estado referencial de tensões**, a partir do qual são analisadas as mudanças devidas aos esforços regionais ou locais que estão atuando. Duas abordagens principais são utilizadas para as relações entre a tensão vertical (S_v) e as tensões horizontais (S_H e S_h) em um campo referencial - modelo de restrição lateral da deformação e modelo litostático.

No caso da restrição lateral da deformação, aplicando-se a Lei de Hooke (ver apêndice

C), tem-se:

$$\begin{cases} \varepsilon_{11} = \frac{1}{E} [\sigma_{11} - \nu(\sigma_{22} + \sigma_{33})] \\ \varepsilon_{22} = \frac{1}{E} [\sigma_{22} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{33})] \\ \varepsilon_{33} = \frac{1}{E} [\sigma_{33} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22})] \end{cases} \quad [80, \text{Turcotte e Schubert - 1982}], \quad (\text{B.2})$$

onde E é o módulo de Young e ν é o coeficiente de Poisson. Convencionando-se que

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= S_H \\ \sigma_{22} &= S_h \\ \sigma_{33} &= S_v = \rho gh \end{aligned} \quad ,$$

sendo deformação horizontal nula, por causa da restrição, tem-se que

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0 .$$

Substituindo-se estes valores no sistema de equações (B.2) chega-se ao estado referencial de tensões dado por

$$S_H = S_h = \frac{\nu}{(1 - \nu)} S_v . \quad (\text{B.3})$$

Como ν varia entre 0,25 e 0,45 na litosfera, o estado referencial de restrição lateral da deformação implica uma certa predominância da tensão vertical sobre as tensões horizontais na litosfera. Entretanto, o que se observa com os dados atualmente disponíveis é uma tendência para tensões horizontais maiores ($S_H > S_v$, ver item 2.1.2).

O estado referencial litostático constitui um modelo bem mais simples, dado por um campo de tensões isotrópico, ou seja:

$$S_H = S_h = S_v = \rho gh . \quad (\text{B.4})$$

Um estado referencial mais genérico dado pela relação:

$$S_H = S_h = K_o S_v$$

tem sido reportado na literatura [29, Fjaer et al. - 1992], mas a determinação do fator K_o demanda um histórico razoavelmente preciso do estado de tensões (envolvendo, geralmente, comportamento não elástico). Na maior parte dos problemas estudados, este histórico constitui exatamente a principal incógnita, de modo que geralmente adota-se:

$$K_o = \frac{\nu}{(1 - \nu)} \text{ (restrição lateral)}$$

ou

$$K_o = 1 \text{ (estado litostático).}$$

Modelo de Anderson

De um modo geral, um eventual estado litostático de tensões definido pela equação (B.4) tende a ser perturbado por esforços tectônicos gerados nos limites das placas e por tensões devidas a ajustes isostáticos regionais. Estas perturbações definem os principais regimes de tensão/deformação que ocorrem na litosfera [1, Anderson - 1951]. Os campos superpostos determinam variações de tensão ΔS que são somadas às tensões isotrópicas ρgh :

$$\begin{aligned} S_H &= \rho gh + \Delta S_H \\ S_h &= \rho gh + \Delta S_h \quad , \\ S_v &= \rho gh + \Delta S_v \end{aligned}$$

o que equivale à alteração do estado referencial para um dos seguintes estados¹ :

- $S_v > S_H > S_h$ - regime distensional (falhamentos normais).
- $S_H > S_h > S_v$ - regime compressional (falhamentos inversos);
- $S_H > S_v > S_h$ - regime transcorrente (falhamentos de rejeito direcional);

Os regimes distensionais, compressionais e transcorrentes *sensu strictu* constituem situações extremas que podem ser associadas, respectivamente, aos limites entre placas divergentes,

¹Para os estados referenciais as tensões principais horizontais tinham o mesmo valor por definição ($S_H = S_h$); estamos admitindo agora tensões desviatórias e adotaremos então a convenção $S_H \geq S_h$.

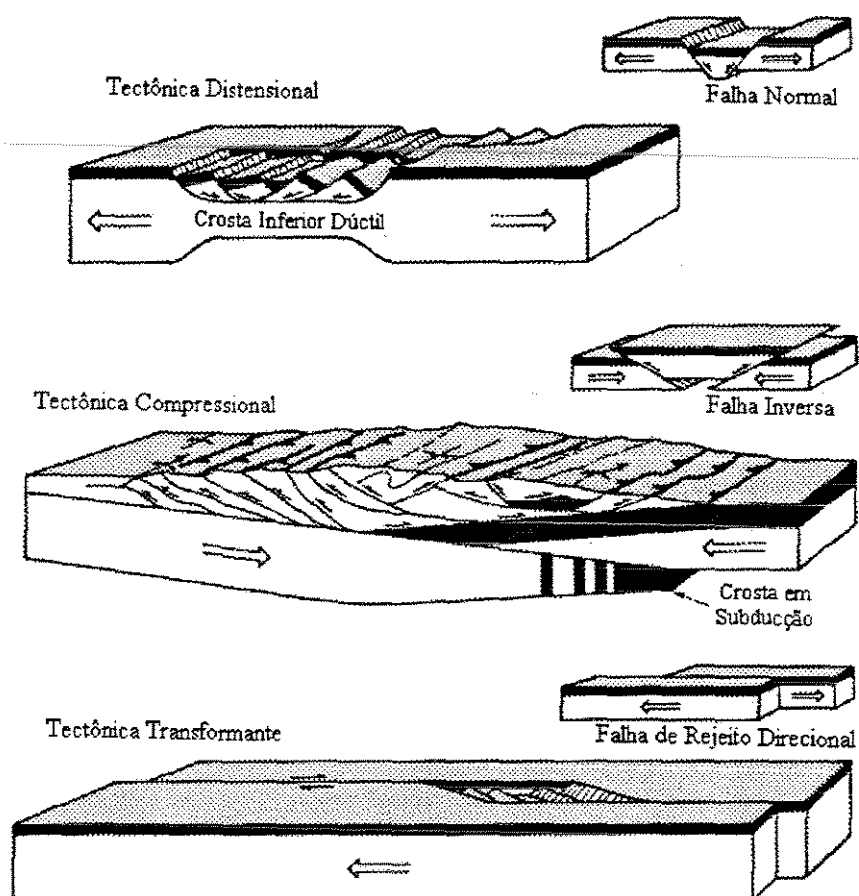


Figura B-1: Regimes de tensão/deformação na litosfera segundo o Modelo de Anderson [74, Suppe - 1985].

convergentes e transformantes (figura B-1). No interior das placas, o que se observa são transições entre estes estados de tensão. No caso dos limites divergentes, por exemplo, o regime distensional, que ocorre junto ao eixo da dorsal, dá lugar a situações compressionais e transcorrentes no interior da placa oceânica.

Apêndice C

Elasticidade Linear

Notação Indicial

A notação indicial é utilizada para a compactação de expressões, que aparecem na análise de problemas que envolvem grandezas vetoriais e tensoriais [17, Chen e Saleeb - 1982]. Os índices da notação assumem os valores 1, 2 e 3, para o caso de sistemas destrais de coordenadas cartesianas, de modo que um vetor pode ser representado da seguinte forma

$$u_i = (u_1, u_2, u_3) .$$

A eficiência da notação fica mais evidente na representação de tensores, como nos exemplos que veremos a seguir.

Duas convenções operacionais e duas regras básicas agilizam ainda mais a notação indicial:

- convenção do somatório: um índice que aparece duas vezes em um termo de uma expressão corresponde a um somatório, variando-se este índice de 1 a 3, como no caso do produto escalar entre vetores

$$u_i v_i = v_1 u_1 + v_2 u_2 + v_3 u_3 ,$$

neste caso, o índice é mudo (*dummy*) e pode ser substituído por qualquer outro índice

$$u_i v_i = v_k u_k ;$$

- convenção da notação diferencial: uma vírgula corresponde à diferenciação espacial do(s) índice(s) precedentes, em relação ao(s) índice(s) posterior(es), como no exemplo a seguir

$$u_{i,j} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} & \frac{\partial u_1}{\partial x_2} & \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \\ \frac{\partial u_2}{\partial x_1} & \frac{\partial u_2}{\partial x_2} & \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \\ \frac{\partial u_3}{\partial x_1} & \frac{\partial u_3}{\partial x_2} & \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \end{pmatrix};$$

onde u_i é um vetor e x_j designa as direções x_1 , x_2 e x_3 do sistema referencial de coordenadas.

- regra 1: um índice que aparece uma única vez em um termo de uma expressão deve obrigatoriamente aparecer uma única vez em todos os demais termos;
- regra 2: um índice não pode aparecer mais de duas vezes em um mesmo termo de uma expressão.

Estado de Tensões e Estado de Deformações em um Ponto

Os estados de tensões e de deformações em um ponto de um corpo podem ser completamente definidos por dois tensores de segunda ordem, que representam as tensões e as deformações em 3 planos mutuamente ortogonais, que passam por este ponto:

$$\text{Tensor das tensões} \Rightarrow \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

$$\text{Tensor das deformações} \Rightarrow \varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.2})$$

onde os elementos das diagonais ($i = j$) representam tensões e deformações normais e os elementos de fora das diagonais ($i \neq j$) correspondem a tensões e deformações cisalhantes (ver figura C-1), nos planos de referência.

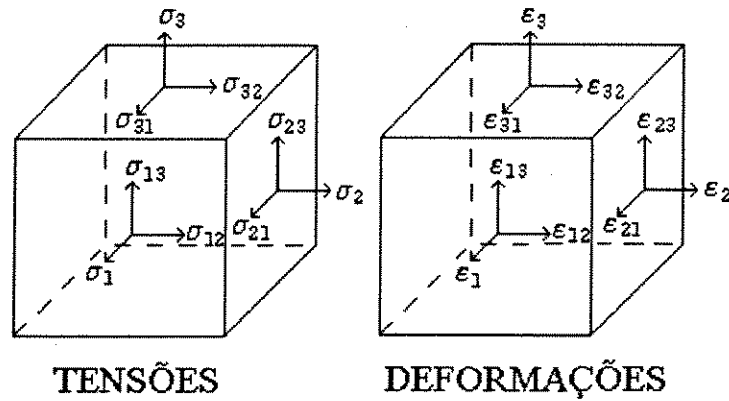


Figura C-1: Esquemas mostrando as direções de atuação das tensões e deformações em um ponto.

Dado um campo de tensões, definido pelo tensor σ_{ij} , conforme a equação (C.1), em um sistema de coordenadas (x_1, x_2, x_3) , se forem determinados os **autovalores** (designados σ_1 , σ_2 e σ_3) da matriz que representa este tensor será obtida uma matriz diagonal, que igualmente define o campo de tensões dado:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix}. \quad (C.3)$$

Como os elementos fora das diagonais ($i \neq j$) são nulos, não ocorrem tensões cisalhantes associadas às tensões normais σ_1 , σ_2 e σ_3 , que por este motivo são chamadas de **tensões principais** do campo considerado; as direções de atuação destas tensões são dadas pelos **autovetores** associados, que correspondem a um novo sistema de coordenadas (x_1^*, x_2^*, x_3^*) . Essa operação algébrica linear simples mostra que, para caracterizarmos completamente o estado de tensões em um ponto, precisamos apenas dos valores e das direções das 3 tensões principais neste local, sendo que vale igual raciocínio para o estado de deformações. No caso do estado de tensões na litosfera, podemos assumir que uma das tensões principais atua na vertical, uma vez que não há resistências que permitam o acúmulo de tensões cisalhantes na

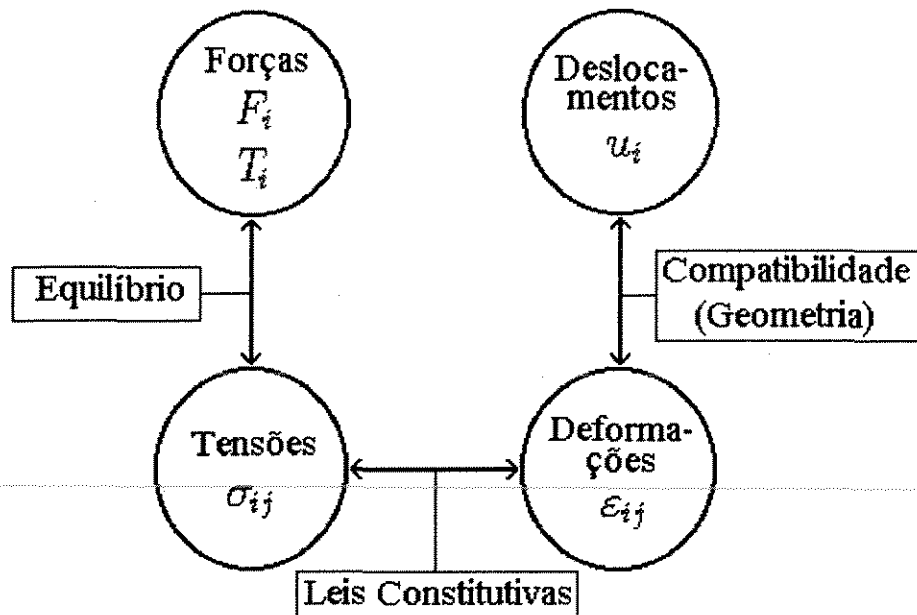


Figura C-2: Relações entre as variáveis envolvidas na solução de problemas em mecânica dos sólidos.

superfície da Terra. O valor desta tensão vertical pode ser razoavelmente aproximado pela carga litostática ρgh (ver apêndice B). Desta forma, é possível obter-se modelos satisfatórios dos campos de tensão litosféricos, a partir da caracterização das duas tensões principais horizontais.

Elasticidade Linear para Materiais Isotrópicos

Na solução de problemas, em mecânica dos sólidos (figura C-2), devem ser satisfeitas, a cada instante, as seguintes condições [17, Chen e Saleeb - 1982]:

1. equações de equilíbrio

$$\text{na superfície do corpo} \Rightarrow T_i = \sigma_{ji} n_j$$

$$\text{no interior do corpo} \Rightarrow \begin{cases} \sigma_{ji,j} + F_i = 0 \\ \sigma_{ji} = \sigma_{ij} \end{cases},$$

onde T_i e F_i são, respectivamente, as forças superficiais e volumétricas, às quais o corpo

está submetido, e n_j designa vetores unitários normais aos planos onde as tensões σ_{ij} estão atuando;

2. condições de geometria ou de compatibilidade entre as deformações e os deslocamentos¹

$$\text{relações deformação-deslocamento} \Rightarrow \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (\text{C.4})$$

$$\text{condições de compatibilidade (integrabilidade)} \Rightarrow \varepsilon_{ij,kl} + \varepsilon_{kl,ij} - \varepsilon_{ik,jl} - \varepsilon_{jl,ik} = 0, \quad (\text{C.5})$$

onde u_i corresponde aos vetores de deslocamento associados às deformações ε_{ij} ;

3. leis constitutivas dos materiais ou relações tensão-deformação.

$$\text{lei de Hooke generalizada} \Rightarrow \sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \quad (\text{C.6})$$

onde C_{ijkl} é o tensor das *constantes elásticas* do material. Este tensor de quarta ordem é composto por 81 constantes, mas devido à simetria dos tensores σ_{ij} e ε_{kl} , temos que:

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{jilk},$$

o que reduz o número de parâmetros independentes para 36. Adicionalmente, para evitar-se incompatibilidades termodinâmicas, deve ser respeitado o *modelo de Green* para materiais elásticos [17, Chen e Saleeb - 1982], que implica a simetria:

$$C_{(ij)(kl)} = C_{(kl)(ij)},$$

de modo que o número de constantes independentes diminui para 21. No caso de materiais isotrópicos, as propriedades elásticas não variam com a direção, e o tensor C_{ijkl} pode ser

¹Para pequenas deformações.

definido com apenas **duas** constantes. Desta forma a equação (C.6) pode ser representada matricialmente como segue:

$$[\sigma] = [C] [\varepsilon] , \quad (C.7)$$

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \end{bmatrix} ; [\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \end{bmatrix} ;$$

$$[C] = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} (1-\nu) & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & (1-\nu) & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & (1-\nu) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} \end{bmatrix}$$

onde E é o *módulo de Young* e ν é o *coeficiente de Poisson*.

Para a maior parte dos problemas práticos, e sobretudo para os que demandam soluções numéricas, os deslocamentos u_i são tomados explicitamente como incógnitas (ver método de elementos finitos, apêndice D). Deste modo, as condições de integrabilidade dadas pelas equações (C.5) podem ser desconsideradas, e apenas as equações (C.4) são utilizadas para a determinação das deformações a partir dos deslocamentos. Nestes casos a formulação dos problemas corresponde a um sistema de equações diferenciais com nove incógnitas (seis componentes de tensão σ_{ij} ; três componentes de deslocamento u_i) e nove equações (três equações de equilíbrio; seis equações da relação tensão-deformação definidas pelo sistema (C.7)).

Estado Plano de Deformações

Em uma série de problemas, é possível introduzir uma simplificação no modelo, admitindo-se a restrição completa da deformação em uma direção (por exemplo, a direção z), de modo

que:

$$\varepsilon_z = \gamma_{yz} = \gamma_{zx} = 0 .$$

Nesta situação, a equação matricial (C.7) fica reduzida à seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} (1-\nu) & \nu & 0 \\ \nu & (1-\nu) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} ;$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zx} = 0 ;$$

$$\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y) .$$

Estado Plano de Tensões

Outra simplificação, eventualmente admissível, corresponde a uma direção em que não há possibilidade de acúmulo de tensões (novamente, por exemplo, a direção z):

$$\sigma_z = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0 .$$

Desta forma, a equação (C.7) assume a forma:

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \frac{E}{(1-\nu^2)} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(1-\nu)}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} ;$$

$$\varepsilon_z = \frac{-\nu}{E}(\sigma_x + \sigma_y) ;$$

$$\gamma_{yz} = \gamma_{zx} = 0 .$$

Apêndice D

Elementos Finitos

O método de elementos finitos (MEF) constitui uma ferramenta robusta para a aproximação de soluções de equações diferenciais. A origem do MEF está ligada à disciplina de Análise de Estruturas, em Engenharia Civil. Posteriormente a técnica mostrou-se adequada para o estudo de uma série de problemas, na Física dos Meios Contínuos [85, Zienkiewicz e Morgan - 1983].

O desenvolvimento teórico evidenciou a associação direta do MEF com outros métodos matemáticos de aproximação e abriu caminho para pesquisas intensivas, sobretudo no campo da matemática aplicada. Apesar do estabelecimento de um arcabouço teórico amplo, a evolução dos estudos sobre o MEF primou, em geral, por uma linguagem hermética. Sensíveis a este problema, Zienkiewicz e Morgan [85, 1983] apresentaram uma conceituação mais simples para o MEF, baseada na aplicação do método de resíduos ponderados (MRP) em domínios discretos, conforme será visto a seguir.

Método de Resíduos Ponderados (MRP)

Considerando-se uma equação diferencial do tipo:

$$A(\phi) = \mathcal{L}\phi + p = 0, \text{ em um domínio } \Omega \quad (\text{D.1})$$

sujeita às condições de contorno:

$$B(\phi) = \mathcal{M}\phi + r = 0, \text{ em um contorno } \Gamma \quad (\text{D.2})$$

onde \mathcal{L} e \mathcal{M} são operadores lineares (sendo \mathcal{L} necessariamente um operador diferencial); p e r são independentes de ϕ .

Pode ser definida uma aproximação $\widehat{\phi}$, para a solução exata ϕ , utilizando uma expansão da forma:

$$\phi \simeq \widehat{\phi} = \psi + \sum_{m=1}^M a_m N_m$$

onde os coeficientes $a_m (m = 1, 2, \dots, M)$ são parâmetros a serem determinados de modo a obter-se um *bom ajuste*, e as M funções N_m são chamadas *funções admissíveis*, *funções de base* ou *funções de forma*. A função ψ está relacionada com as condições de contorno e pode ser escolhida de modo que:

$$\mathcal{M}\psi = -r, \text{ em } \Gamma$$

se adicionalmente forem adotadas *funções de forma* que obedeçam a relação:

$$\mathcal{M}N_m = 0, m = 1, 2, \dots, M, \text{ em } \Gamma$$

a solução aproximada $\widehat{\phi}$ automaticamente satisfaz as condições de contorno da equação (D.2).

Substituindo-se então $\widehat{\phi}$ na equação diferencial (D.1), é obtido um resíduo R_Ω dado por:

$$R_\Omega \equiv A(\widehat{\phi}) \equiv \mathcal{L}\widehat{\phi} + p \equiv \mathcal{L}\psi + \left(\sum_{m=1}^M a_m \mathcal{L}N_m \right) + p.$$

Este resíduo pode ser minimizado em todo o domínio Ω através de *funções ponderadoras* $W_l (l = 1, 2, \dots, M)$, estabelecendo-se que:

$$\int_{\Omega} W_l R_\Omega d\Omega \equiv \int_{\Omega} W_l [\mathcal{L}\psi + \left(\sum_{m=1}^M a_m \mathcal{L}N_m \right) + p] d\Omega = 0, \quad (\text{D.3})$$

ou seja, igualando-se a zero uma série de integrais ponderadas do erro sobre todo o domínio.

A equação (D.3) define um sistema de M equações algébricas lineares com M incógnitas

que pode ser representado na forma:

$$\mathbf{K}\mathbf{a} = \mathbf{f} \quad (\text{D.4})$$

onde:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}^T &= (a_1, a_2, \dots, a_M) , \\ K_{lm} &= \int_{\Omega} W_l \mathcal{L} N_m d\Omega, \quad 1 \leq l, m \leq M , \\ f_l &= - \int_{\Omega} W_l p d\Omega - \int_{\Omega} W_l \mathcal{L} \psi d\Omega, \quad 1 \leq l \leq M . \end{aligned}$$

Avaliando-se os coeficientes K_{lm} e f_l , o sistema (D.4) pode ser resolvido para a obtenção dos parâmetros a_m , completando-se o processo de determinação da solução aproximada $\hat{\phi}$.

É de se esperar que tanto a precisão, quanto a rapidez de computação da solução sejam condicionadas pela escolha das *funções de forma* (N_m) e das *funções ponderadoras* (W_l). Embora este campo esteja aberto à pesquisa, para as funções N_m são usualmente escolhidas funções polinomiais ou trigonométricas simples. As *funções ponderadoras*, por sua vez, são geralmente determinadas pelo método **método de Galerkin**:

$$W_l = N_m .$$

Será analisada, a seguir, a possibilidade de obter-se uma solução aproximada para a equação (D.1) sem a verificação *a priori* das condições de contorno dadas pela equação (D.2). Para isto, introduz-se inicialmente o resíduo de contorno:

$$R_{\Gamma} = B(\hat{\phi}) = \mathcal{M}\hat{\phi} + r , \text{ em } \Gamma$$

e adiciona-se um termo referente a este resíduo na equação de ponderação (D.3):

$$\int_{\Omega} W_l R_{\Omega} d\Omega + \int_{\Gamma} \bar{W}_l R_{\Gamma} d\Gamma = 0 . \quad (\text{D.5})$$

A definição de uma equação matricial semelhante à do sistema (D.4) para a equação (D.5) pode implicar a resolução de integrais envolvendo derivadas complicadas de $\hat{\phi}$ ao longo de contornos irregulares. Estas dificuldades podem ser superadas observando-se que o primeiro

termo da equação (D.5):

$$\int_{\Omega} W_l R_{\Omega} d\Omega \equiv \int_{\Omega} W_l (\mathcal{L}\hat{\phi} + p) d\Omega$$

pode frequentemente ser rearranjado através de expressões da forma:

$$\int_{\Omega} W_l \mathcal{L}\hat{\phi} d\Omega = \int_{\Omega} (\mathcal{C}W_l)(\mathcal{D}\hat{\phi}) d\Omega + \int_{\Gamma} W_l \mathcal{E}\hat{\phi} d\Gamma \quad (\text{D.6})$$

onde \mathcal{C} , \mathcal{D} e \mathcal{E} são operadores diferenciais lineares, envolvendo uma ordem de diferenciação a menos que o operador original \mathcal{L} . A expressão (D.6) é conhecida como *formulação fraca* do MRP, e a redução de ordem pode ser feita através de Integração por Partes, ou do Teorema da Divergência, por exemplo.

Substituindo-se a equação (D.6) na equação (D.5) é possível obter-se o cancelamento parcial dos termos envolvendo integrais sobre o contorno, através da escolha de *funções ponderadoras de contorno* \overline{W}_l adequadas. Este cancelamento, via de regra, permite a eliminação das integrais envolvendo $\hat{\phi}$ e seus derivativos ao longo do contorno. As condições de contorno que possibilitam este tipo de simplificação são chamadas *condições de contorno naturais*.

Método de Elementos Finitos (MEF)

O método de elementos finitos (MEF) pode ser encarado como uma generalização do MRP, na qual as *funções de forma* N_m e a expansão

$$\phi \simeq \hat{\phi} = \psi + \sum_{m=1}^M a_m N_m$$

passam a ser definidas em um certo número de *subdomínios* Ω^e , que correspondem a uma discretização, sem superposições, do domínio Ω . Neste caso as integrais das equações de ponderação (D.3) e (D.5) podem ser obtidas pela soma das contribuições de cada *subdomínio* ou *elemento*:

$$\int_{\Omega} W_l R_{\Omega} d\Omega = \sum_{e=1}^E \int_{\Omega^e} W_l R_{\Omega} d\Omega$$

$$\int_{\Gamma} \overline{W}_l R_{\Gamma} d\Gamma = \sum_{e=1}^E \int_{\Gamma^e} \overline{W}_l R_{\Gamma} d\Gamma ,$$

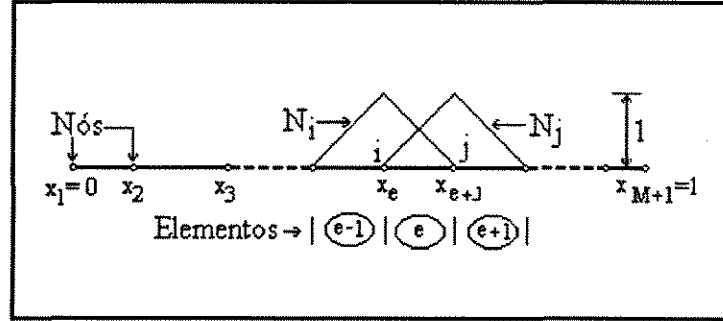


Figura D-1: Definição genérica de elementos e nós para problemas unidimensionais no domínio $[0, 1]$.

contanto que $\sum_{e=1}^E \Omega^e = \Omega$ e $\sum_{e=1}^E \Gamma^e = \Gamma$, sendo E o número de elementos; Γ^e corresponde à porção do contorno Γ associada ao elemento Ω^e .

A essência do MEF está na possibilidade da abordagem de problemas envolvendo regiões de formas complexas, através da discretização das mesmas em subdomínios de geometria simples, nos quais as *funções de base* são definidas de maneira repetitiva. É importante observar que o MRP pode ser encarado como um caso particular do MEF, em que apenas um elemento é usado na discretização.

A utilização do MEF para a aproximação da solução de equações diferenciais será analisada a seguir, através de um exemplo unidimensional simples, dado pela equação

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} - \phi = 0$$

no domínio

$$0 \leq x \leq 1.$$

Inicialmente, o domínio é subdividido em M elementos conectados por $M + 1$ nós¹, conforme o esquema da figura D-1. A cada nó m é associada uma *função de forma* linear

¹A coincidência dos nós com as extremidades dos elementos constitui uma opção prática. Pode ser oportuno posicionar os nós nos centros de gravidade dos elementos, por exemplo.

discreta N_m . Pode ser definida então uma aproximação do tipo:

$$\phi \simeq \hat{\phi} = \sum_{m=1}^M \phi_m N_m,$$

cujos valores em um nó m é dado por ϕ_m . Geralmente, com o MEF, as condições de contorno em $x = 0$ e $x = 1$ podem ser inseridas mais convenientemente no final do processo, imediatamente antes da resolução do sistema de equações que vai ser montado. Desta forma, para este exemplo, a equação (D.5) é dada por

$$\int_0^1 W_l \left(\frac{d^2 \hat{\phi}}{dx^2} - \hat{\phi} \right) dx = 0, \quad (D.7)$$

$$l = 1, 2, \dots, M + 1.$$

Através de integração por partes da expressão (D.7) é possível obter-se uma equação para a *formulação fraca* dos resíduos ponderados:

$$-\int_0^1 \left(\frac{dW_l}{dx} \frac{d\hat{\phi}}{dx} + W_l \hat{\phi} \right) dx + \left[W_l \frac{d\hat{\phi}}{dx} \right]_0^1 = 0, \quad (D.8)$$

que apresenta a vantagem de requerer apenas a continuidade das funções N_m e W_l . A aproximação da solução de problemas envolvendo operadores diferenciais de segunda ordem, como o deste exemplo, normalmente demandaria continuidade também das derivadas primeiras destas funções. Utilizando-se adicionalmente o método de Galerkin para a definição das *funções ponderadoras* ($W_l = N_l$), a equação (D.8) pode ser expressa por um sistema linear da forma:

$$\mathbf{K}\boldsymbol{\phi} = \mathbf{f}, \quad (D.9)$$

onde

$$\boldsymbol{\phi}^T = (\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{M+1}) \Rightarrow \text{incógnitas}$$

$$K_{lm} = \int_0^1 \left(\frac{dN_l}{dx} \frac{dN_m}{dx} + N_l N_m \right) dx$$

$$f_l = \left[N_l \frac{d\hat{\phi}}{dx} \right]_0^1$$

$$1 \leq l, m \leq M + 1 .$$

Para um elemento e (ver figura D-1), podemos definir a coordenada local

$$\chi = x - x_i$$

e as *funções de forma lineares*

$$N_i = N_i^e = \frac{\chi}{h^e} ,$$

$$N_j = N_j^e = \frac{h^e - \chi}{h^e}$$

onde

$$h^e = x_j - x_i .$$

As únicas *funções de forma* não nulas no elemento e são N_i e N_j , de modo que $N_l = 0$, para todo l diferente de i e j . Como

$$K_{lm} = \sum_{e=1}^E K_{lm}^e$$

e

$$f_l = \sum_{e=1}^E f_l^e$$

a contribuição de cada elemento para a formação da matriz \mathbf{K} é dada da seguinte forma:

$$K_{lm}^e = 0, \text{ para } l, m \neq i, j$$

$$K_{ij}^e = K_{ji}^e = \int_0^{h^e} \left(\frac{dN_i^e}{dx} \frac{dN_j^e}{dx} + N_i^e N_j^e \right) d\chi = -\frac{1}{h^e} + \frac{h^e}{6}$$

$$K_{ii}^e = K_{jj}^e = \int_0^{h^e} \left[\left(\frac{dN_i^e}{dx} \right)^2 + (N_i^e)^2 \right] d\chi = \frac{1}{h^e} + \frac{h^e}{3} .$$

O vetor \mathbf{f} é formado de modo semelhante:

$$f_l^e = 0, \text{ para } l \neq i, j$$

$$f_i^e = \left[N_i \frac{d\hat{\phi}}{dx} \right]_0^{h^e}$$

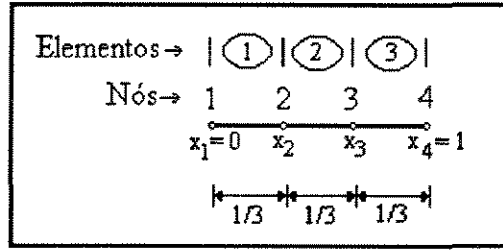


Figura D-2: Geometria para o exemplo de *montagem* de um sistema linear para a resolução de uma equação diferencial através do MEF.

$$f_j^e = \left[N_j \frac{d\hat{\phi}}{dx} \right]_0^{h^e}.$$

Com as equações acima é possível proceder-se então a *montagem* do sistema (D.9), que será feita para uma geometria simples dada por 3 elementos de mesma dimensão², conforme o esquema da figura D-2. Neste caso

$$E = M = 3$$

e

$$h^1 = h^2 = h^3 = h = \frac{1}{3}.$$

Desta forma, teremos para cada elemento:

$$\mathbf{K}^1 = \begin{bmatrix} \frac{1}{h} + \frac{h}{3} & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & \frac{1}{h} + \frac{h}{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

²Esta geometria regular foi estabelecida para manter o caráter simplificado deste exemplo. Na realidade, o MEF geralmente é usado para problemas que envolvam geometrias bem mais complexas.

$$\mathbf{f}^1 = \begin{bmatrix} -\frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=0} \\ \frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=1/3} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{K}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{h} + \frac{h}{3} & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & \frac{1}{h} + \frac{h}{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{f}^2 = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=1/3} \\ \frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=2/3} \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{K}^3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{h} + \frac{h}{3} & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & \frac{1}{h} + \frac{h}{3} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{f}^3 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=2/3} \\ \frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=1} \end{bmatrix}.$$

Somando-se as contribuições de todos os elementos, chega-se ao sistema linear

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{h} + \frac{h}{3} & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & 2(\frac{1}{h} + \frac{h}{3}) & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & 2(\frac{1}{h} + \frac{h}{3}) & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{h} + \frac{h}{6} & \frac{1}{h} + \frac{h}{3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=0} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{d\hat{\phi}}{dx}\Big|_{x=1} \end{bmatrix}. \quad (\text{D.10})$$

As condições de contorno podem agora ser inseridas no sistema (D.10). Admita-se, por exemplo, que $\phi_1 = 0$ e $\phi_4 = 1$, de modo que seja possível eliminar a primeira e a última equações do sistema (D.10), que fica reduzido a

$$2\left(\frac{1}{h} + \frac{h}{3}\right)\phi_2 + \left(-\frac{1}{h} + \frac{h}{6}\right)\phi_3 = 0$$

$$\left(-\frac{1}{h} + \frac{h}{6}\right)\phi_2 + 2\left(\frac{1}{h} + \frac{h}{3}\right)\phi_3 = -\left(-\frac{1}{h} + \frac{h}{6}\right),$$

de modo que, para $h = \frac{1}{3}$, tem-se

$$\phi_2 = 0,2855$$

$$\phi_3 = 0,6098 .$$

Estes valores constituem uma boa aproximação para a solução exata deste problema, dada por: $\phi_2 = 0,28892$ e $\phi_3 = 0,61024$.

Problemas unidimensionais como o do exemplo apresentado têm pouco interesse prático, já que geralmente apresentam solução exata. A extensão para casos mais realistas com maior número de elementos, em 2 ou 3 dimensões e para sistemas de equações diferenciais envolvem necessariamente procedimentos mais complicados, conforme será visto a seguir. Esta maior complexidade geralmente vai se traduzir no porte do sistema linear a ser montado.

Elasticidade Linear - MRP

A análise elástica de tensões em duas dimensões corresponde a um problema clássico, que constitui a primeira aplicação do MEF na década de 50 [85, Zienkiewicz e Morgan - 1983]. A formulação deste tipo de problema para o MRP parte das incógnitas básicas, que são os deslocamentos u e v , respectivamente nas direções x e y , de modo que

$$\boldsymbol{\phi}^T = (u, v) .$$

As deformações podem ser expressas em função dos deslocamentos através de um ope-

rador diferencial³:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \end{bmatrix} = \mathcal{L}\boldsymbol{\phi};$$

$$\mathcal{L} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix}.$$

Para o caso de deformação plana (ver apêndice C), as tensões são dadas por

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} (1-\nu) & \nu & 0 \\ \nu & (1-\nu) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} \end{bmatrix} \boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{D}\boldsymbol{\epsilon}.$$

É neccessário, então, resolver o sistema de equações de equilíbrio, definido pela expressão:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + X \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + Y \end{bmatrix} = \mathcal{L}^T \mathbf{D} \mathcal{L} \boldsymbol{\phi} + \mathbf{X}, \text{ em um domínio } \Omega$$

onde o vetor $\mathbf{X}^T = (X, Y)$ corresponde às forças atuantes por unidade de volume. As condições de contorno poderiam ser, por exemplo:

$$\begin{bmatrix} \sigma_x n_x + \tau_{xy} n_y - \bar{t}_x \\ \tau_{xy} n_x + \sigma_y n_y - \bar{t}_y \end{bmatrix} = 0, \text{ em } \Gamma_\sigma$$

e

$$\begin{bmatrix} u - \bar{u} \\ v - \bar{v} \end{bmatrix} = 0, \text{ em } \Gamma_\phi$$

onde n_x e n_y são os cossenos diretores da normal a Γ ; \bar{t}_x e \bar{t}_y são as tensões superficiais e \bar{u} e \bar{v} são os deslocamentos ao longo do contorno.

As condições de contorno em termos de deslocamentos podem ser satisfeitas com duas

³Este operador é dado pela aplicação das equações (C.4) para o caso bidimensional.

funções

$$\psi_1 = \bar{u} ; \psi_2 = \bar{v} , \text{ em } \Gamma_\phi$$

e com *funções de forma* que se anulem em Γ_ϕ , de modo que seja possível introduzir a aproximação

$$\hat{\phi} = \begin{bmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \end{bmatrix} = \psi + \sum_{m=1}^M \mathbf{N}_m \mathbf{a}_m \quad (\text{D.11})$$

onde $\psi^T = (\psi_1, \psi_2)$. A seguir são definidas as *funções ponderadoras*

$$\mathbf{W}_l = \begin{bmatrix} W_{l,1} & 0 \\ 0 & W_{l,2} \end{bmatrix} \text{ e } \bar{\mathbf{W}}_l = \begin{bmatrix} \bar{W}_{l,1} & 0 \\ 0 & \bar{W}_{l,2} \end{bmatrix}. \quad (\text{D.12})$$

Atribuindo valores adequados para estas últimas funções e utilizando o Teorema de Green, é possível chegar ao equacionamento do MRP para problemas de elasticidade linear em duas dimensões:

$$\int_{\Omega} (\mathcal{L} \mathbf{W}_l)^T \mathbf{D} \mathcal{L} \hat{\phi} d\Omega = \int_{\Omega} \mathbf{W}_l \mathbf{X} d\Omega + \int_{\Gamma_\sigma} \mathbf{W}_l \bar{\mathbf{t}} d\Gamma \quad (\text{D.13})$$

onde $\bar{\mathbf{t}}^T = (\bar{t}_x, \bar{t}_y)$; $\mathbf{D} \mathcal{L} \hat{\phi} = \hat{\sigma}$.

Elasticidade Linear - MEF

Na formulação para o MEF os deslocamentos prescritos ao longo do contorno podem ser incorporados posteriormente e a equação (D.11) assume a forma:

$$\phi \simeq \hat{\phi} = \begin{bmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^M \mathbf{N}_m \phi_m$$

onde

$$\phi_m = \begin{bmatrix} u_m \\ v_m \end{bmatrix}$$

é o vetor aproximado para os deslocamentos no nó m .

As deformações em um ponto são dadas por

$$\epsilon = \mathcal{L} \sum_{m=1}^M \mathbf{N}_m \phi_m = \sum_{m=1}^M \mathbf{B}_m \phi_m$$

onde

$$\mathbf{B}_m = \mathcal{L} \mathbf{N}_m = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{N}_m}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial \mathbf{N}_m}{\partial y} \\ \frac{\partial \mathbf{N}_m}{\partial y} & \frac{\partial \mathbf{N}_m}{\partial x} \end{bmatrix} .$$

As *funções ponderadoras* da equação (D.12) podem ser definidas pelo método de Galerkin

como segue:

$$W_{l,1} = W_{l,2} = N_l ,$$

$$\bar{W}_{l,1} = \bar{W}_{l,2} = -N_l|_{\Gamma_\sigma} .$$

Deste modo a equação (D.13) pode ser reescrita na forma:

$$\sum_{m=1}^M \int_{\Omega} [\mathbf{B}_l^T \mathbf{D} \mathbf{B}_m d\Omega] \phi_m = \int_{\Omega} \mathbf{N}_l \mathbf{X} d\Omega + \int_{\Gamma_\sigma} \mathbf{N}_l \bar{\mathbf{t}} d\Gamma .$$

Esta última equação pode ser expressa através do sistema padrão de equações algébricas

$$\mathbf{K} \phi = \mathbf{f} ,$$

no qual as matrizes \mathbf{K} e \mathbf{f} podem ser obtidas pela soma das matrizes correspondentes a cada elemento, cujos componentes são definidos por

$$\mathbf{K}_{lm}^e = \int_{\Omega^e} \mathbf{B}_l^{eT} \mathbf{D} \mathbf{B}_m^e d\Omega ,$$

$$\mathbf{f}_l^e = \int_{\Omega^e} \mathbf{N}_l^e \mathbf{X} d\Omega + \int_{\Gamma_\sigma^e} \mathbf{N}_l^e \bar{\mathbf{t}} d\Gamma .$$

Este equacionamento é completamente genérico, podendo ser aplicado para qualquer tipo de elemento e para as respectivas *funções de forma*. Geralmente são utilizados elementos triangulares (3 ou 6 nós) e retangulares (4 ou 8 nós), com *funções de base* lineares ou quadráticas.

Tipos de Elementos e Definição de Malhas

No capítulo 4 (seção 4.1), a simulação elástica linear foi encaminhada através de problemas bidimensionais, supondo-se estados planos de deformação (ver apêndice C).

As malhas de simulação foram definidas principalmente com elementos retangulares de oito nós (ver figuras 4-1, 4-4 e 4-5), que admitem *funções de forma quadráticas*. Foram utilizados também elementos trapezoidais e triangulares, para ajustes geométricos. As falhas lítricas e a superfície de descolamento pré-aplana foram modeladas com elementos de interface, que são elementos de transição unidimensionais caracterizados por duas constantes elásticas (rigidez ao cisalhamento e rigidez normal).

Apêndice E

Modos de Fraturamento

A mecânica do fraturamento é uma disciplina relativamente recente, que estuda a ruptura dos materiais sob campos de tensão trativos. Seus fundamentos foram introduzidos por Inglis (1913) e por Griffith (1922). Posteriormente, a base teórica e experimental foi ampliada, entre as décadas de 40 e de 60, por Irwin (1948), Baremblatt (1962), Dugdale (1962), Sih (1963) e Rice (1968). Foi também na década de 60 que os modelos da mecânica do fraturamento começaram a ser utilizados no estudo da ruptura em rochas, e mais especificamente, no estudo da formação de **juntas**.

Quando um corpo é solicitado por um campo trativo, ocorrem concentrações de tensão no seu interior, associadas a imperfeições, heterogeneidades ou microfissuras (*cracks*). No caso das rochas estas imperfeições correspondem a poros, fósseis, acunhamentos entre grãos, estruturas pré-existentes e inclusões entre inúmeras outras possibilidades. O alinhamento das fissuras com a direção de atuação da tensão trativa vai determinar o **modo de ruptura** que vai ocorrer (figura E-1):

- Modo I (abertura) - carregamento normal ao plano da fissura;
- Modo II (deslizamento) - carregamento paralelo ao plano da fissura e perpendicular ao eixo que passa pelo seu ápice;
- Modo III (rasgamento) - carregamento paralelo ao plano da fissura e ao eixo que passa pelo seu ápice.

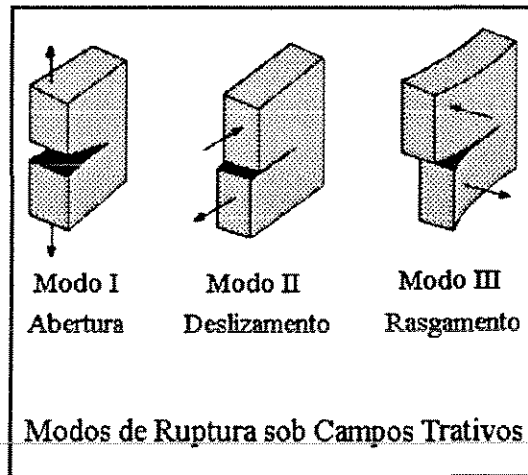


Figura E-1: Modos de ruptura sob campos trativos [13, Broek - 1986].

Segundo os modelos da mecânica do fraturamento, as fissuras vão se propagar no modo I, por exemplo, sempre que o *fator de intensidade de tensões*

$$K_I = c\sqrt{\pi a} \quad (\text{E.1})$$

$c \rightarrow$ *coeficiente que depende da geometria do corpo fraturado*

$a \rightarrow$ *dimensão característica da fissura*

atingir um valor crítico (K_{IC}), que corresponde a uma propriedade do material, conhecida como *tenacidade ao fraturamento*. Podem ser definidos também os fatores K_{II} e K_{III} , respectivamente para os modos de deslizamento e de rasgamento.

Referências Bibliográficas

- [1] Anderson, E. M. - 1951; The dynamics of faulting; 2a. ed.; Oliver & Boyd; 206 p..
- [2] Artyushkov, E. V. - 1983; Geodynamics; Elsevier; 312 p..
- [3] Ashby, M. F. e Hallam, S. D. - 1986; The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress states; Acta Metall., v. 34, pp. 497-510.
- [4] Ashby, M. F. e Sammis, C. G. - 1990; The damage mechanics of brittle solids in compression; Pure Appl. Geoph., v. 133, pp. 489-521.
- [5] Assumpção, M. - 1992; The regional stress field in South America; J. Geophys. Res., v. 97(B8), pp. 11889-11903.
- [6] Assumpção, M. - 1993; Earthquakes and the stresses in the Brazilian continental margin; Anais do III Congr. Int. SBGF, Rio de Janeiro, v. 2, pp. 1128-1133.
- [7] Babcock, E. A. - 1978; Measurement of subsurface fractures from dipmeter logs; Am. Assoc. Pet. Geol. Bull., v. 62(07), pp. 1111-1126.
- [8] Becker, A. - 1989; Detached neotectonic stress field in the northern Jura Mountains, Switzerland; Geol. Rundschau, v. 78(2), pp. 459-475.
- [9] Bell, J. S. e Gough, D. I. - 1979; Northeast-southwest compressive stress in Alberta: evidence from oil wells; Earth Plan. Sci. Let., v. 45, pp. 475-482.
- [10] Bell, J. S. - 1990; Investigating stress regimes in sedimentary basins using information from oil industry wireline logs and drilling records, em Geological applications of wireline

- logs, editado por Hurst, A., Lovell, M. A. e Morton, A. C.; Geol. Soc. London, Spec. Publ. 48, pp. 305-325.
- [11] Bott, M. H. P. - 1982; The interior of the Earth: its structure, constitution and evolution; Edward Arnold Publ.; segunda edição, 375 p.
- [12] Bott, M. H. P. e Kusznir, N. J. - 1984; The origin of tectonic stress in the lithosphere; Tectonophysics, v. 105, pp. 1-13.
- [13] Broek, D. - 1986; Elementary engineering fracture mechanics; Martinus Nijhoff Publishers; 516 p..
-
- [14] Cacas, M. C. e Letouzey, J. - 1994; Fracass: a new tool for modeling fractured reservoir geometry (paper to be published in the Proceedings of The GEO94 Conference, Bahrain - 1994); IFP, report 41357.
- [15] Castillo, D. A. e Zoback, M. D. - 1994; Systematic variations in stress state in the southern San Joaquin Valley: inferences based on well-bore data and contemporary seismicity; Am. Assoc. Pet. Geol. Bull., v. 78(08), pp. 1257-1275.
- [16] Chang, H. K., Kowsmann, R. O., Figueiredo, A. M. F. e Bender, A. A. - 1992; Tectonics and stratigraphy of the East Brazil Rift system: an overview; Tectonophysics, v. 213, pp. 97-138.
- [17] Chen, W. F. e Saleeb, A. F. - 1982; Constitutive equations for engineering materials; John Wiley; 575p..
- [18] Chen, W. F. e Han, D. J. - 1988; Plasticity for structural engineers; Springer-Verlag; 605 p..
- [19] Cobbold, P. R. e Szatmari, P. - 1991; Radial gravitational gliding on passive margins; Tectonophysics, v. 188, pp. 249-289.
- [20] Cox, A. e Hart, R. B. - 1986; Plate tectonics - how it works; Blackwell Sci. Publ.; 392 p..

- [21] Cox, J. W. - 1970; The high resolution dipmeter reveals dip-related borehole and formation characteristics; Trans. SPWLA 11th An. Log. Symp., pp. 3-6.
- [22] Crampin, M. e Pirani, F. A. E. - 1988; Applicable differential geometry; Cambridge University Press; 395 p..
- [23] Davis, G. H. - 1984; Structural geology of rocks and regions; John Wiley; 492 p..
- [24] Demercian, S., Szatmari, P. e Cobbold, P. R. - 1993; Style and pattern of salt diapirs due to thin-skinned gravitational gliding, Campos and Santos basins, offshore Brazil; *Tectonophysics*, v. 228, pp. 393-433.
- [25] Detournay E. e Roegiers, J. C. - 1986; Comment on "Well bore breakouts and in situ stress " by Mark D. Zoback, Daniel Moss, Larry Mastin and Roger N. Anderson; *J. Geophys. Res.*, v. 91(B14), pp. 14161-14162.
- [26] Du, Y. e Aydin, A. - 1991; Interaction of multiple cracks and formation of echelon crack arrays; *Int. J. Numer. Analit. Methods Geomech.*, v. 15, pp. 205-218.
- [27] Evans, J.C. e Brereton, N. R. - 1990; In situ crustal stress in the United Kingdom from borehole breakouts, em *Geological applications of wireline logs*, editado por Hurst, A., Lovell, M. A. e Morton, A. C.; *Geol. Soc. London, Spec. Publ.* 48, pp. 327-337.
- [28] Ewy, R., Kemeny, J., Zheng, Z. e Cook, N. G. W. - 1987; Generation and analysis of stable excavation shapes under high rock stresses; 6th Congr. Int. Soc. Rock Mech, Montreal, Canada.
- [29] Fjaer, E., Holt, R. M., Horsrud, P., Raaen, I. e Risnes, R. - 1992; Petroleum related rock mechanics; Elsevier; 338 p..
- [30] Fordjor, C. K., Bell, J. S. e Gough, D. I. - 1983; Breakouts in Alberta and stress in the North American plate; *Can. J. Earth Sci.*, v. 20, pp. 1445-1455.
- [31] Franz, E. P. - 1987; Análise da geologia dos carbonatos da Formação Macaé no Campo de Enchova, Bacia de Campos; Tese de Mestrado, UFOP/Escola de Minas/Depto. de Geologia; 120 p..

- [32] Gough, D. I. e Bell, J. S. - 1981; Stress orientations from oil-well fractures in Alberta and Texas; *Can. J. Earth Sci.*, v. 18, pp. 638-645.
- [33] Gough, D. I. e Bell, J. S. - 1982; Stress orientations from borehole wall fractures with examples from Colorado, east Texas and north Canada; *Can. J. Earth Sci.*, v. 19, pp. 1358-1370.
- [34] Gretener, P. E. - 1991; The fractured reservoir - a new definition (ext. abst.); *Proceedings of The First ARCHIE Conference, Houston*, pp. 197-201.
- [35] Guardado, L. R., Gamboa, L. A. P. e Lucchesi, C. F. - 1989; Petroleum geology of the Campos Basin, a model for a producing Atlantic-type basin, em *Divergent/Passive margin basins*, editado por Edwards, J. D. e Santogrossi, P. A.; *Am. Assoc. Pet. Geol. Mem.*, 48, pp. 3-79.
- [36] Haimson, B. C. e Herrick, C. G. - 1985; In situ stress evaluation from borehole breakouts - experimental studies; *Proc. US Symp. Rock Mech.* 26th, pp. 1207-1218.
- [37] Haimson, B. C. e Herrick, C. G. - 1986; Borehole breakouts - a new tool for estimating in situ stress?; *Int. Symp. Rock Stress and Rock Stress Measur.*, Sweden.
- [38] Halliday, D. e Resnick, J. - 1991; *Fundamentos de física*, v. 2, 3a. ed.; LTC; 282 p..
- [39] Heffer, K. J. e Lean, J. C. - 1993; Earth stress orientation - a control on and a guide to flooding directionality in a majority of reservoirs, em *Reservoir Characterization III*, editado por Linville, B.; *PenWell Books*, pp. 799-822.
- [40] Hickman, S. H. , Healy, J. H. e Zoback, M. D. - 1985; In situ stress, natural fracture distribution, and borehole elongation in the Auburn geothermal well, Auburn, New York; *J. Geophys. Res.*, v. 90(B7), pp. 5497-5512.
- [41] IDL - 1994; *IDL User's Guide*; Research Systems Inc..
- [42] ISATIS - 1994; *The geostatistical key; Geovariances*.
- [43] Isacks, B., Oliver, J. e Sykes, L. R. - 1968; Seismology and the new global tectonics; *J. Geophys. Res.*, v. 73 (18), pp. 5855-5899.

- [44] Jaeger, J. C. e Cook, N. G. W. - 1979; Fundamentals of rock mechanics; 3a. ed.; Chapman & Hall; 593p..
- [45] Labo, J. - 1992; A practical introduction to borehole geophysics; SEG; 327 p..
- [46] Lima, C. C. e Nascimento, E. M. - 1994; Determinação das direções de tensão máxima horizontal (SHmax) nas bacias sedimentares brasileiras através da análise de *breakouts*; Com. Tec. Setec 007/94; Petrobras/Cenpes; Rel. Int.; 38 p..
- [47] Lima, C. C. e Nascimento, E. M. - 1995; Orientations of the maximum horizontal stress (SHmax) in brazilian sedimentary basins from a detailed breakout analysis; artigo para publicação no periódico Tectonophysics.
- [48] Mardia, K. V. - 1972; Statistics of directional data; Academic Press; 357 p..
- [49] Mastin, L. - 1984; The development of borehole breakouts in sandstone, M. S. thesis, Stanford University, California.
- [50] Mastin, L. - 1988; Effect of borehole deviation on breakout orientations; J. Geophys. Res., v. 93(B8), pp. 9187-9195.
- [51] McGarr, A. - 1988; On the state of litosferic stress in the absence of tectonic forces; J. Geophys. Res., v. 93(B11), pp. 13609-13617.
- [52] Miller II, W. K., Peterson, R. E., Stevens, J. E., Lackey, C. B. e Harrison, C. W. - 1994; In-situ stress profiling and prediction of hydraulic fracture azimuth for the West Texas Canyon Sands Formation; SPE Production & Facilities, Agosto/94, pp. 204-210.
- [53] Mohriak, W. U., Mello, M. R., Karner, G. D., Dewey, J. F. e Maxwell, J. R. - 1989; Structural and stratigraphic evolution of the Campos Basin, offshore Brazil; em Extensional tectonics and stratigraphy of the North Atlantic Margin, editado por Tankard, A. J. e Balkwill, H. R.: Am. Assoc. Pet. Geol. Mem., 46, pp. 577-598.
- [54] Moos, D. e Zoback, M. D. - 1990; Utilization of observations of well bore failure to constrain the orientation and magnitude of crustal stresses: application to continental,

- deep sea drilling project, and ocean drilling program boreholes; J. Geophys. Res., v. 95(B6), pp. 9305-9325.
- [55] Morin, R. H., Newmark, R. L., Barton, C. A. e Anderson, R. N. - 1990; State of lithospheric stress and borehole stability at Deep Sea Drilling Project site 504B, eastern equatorial Pacific; J. Geophys. Res., v. 95(B6), pp. 9293-9303.
- [56] Murray, G. H. - 1968; Quantitative fracture study - Sanish Pool, McKenzie County, North Dakota; Am. Assoc. Pet. Geol. Bull., v. 52(01), pp. 57-65.
- [57] Nascimento, E. M. e Granitoff, W. - 1994; Técnicas de determinação do estado de tensões; Anais do 38º Congr. Bras. Geol. pp. 296-297.
- [58] Nussenzveig, H. M. - 1983; Curso de física básica, v. 2; Edgard Blücher; 502 p..
- [59] Obert, L. e Duvall, W. I. - 1967; Rock mechanics and the design of structures in rock; John Wiley; 650p..
- [60] Padgett, M. J. e Nester, D. C. - 1991; Fracture evaluation of Block P-0315, Point Argello Field, offshore California, using core, outcrop, seismic data and curved space analysis; Proceedings of The First Archie Conference, Houston, pp. 242-268.
- [61] Paillet, F. L. - 1985; Applications of borehole-acoustic methods in rock mechanics; Proc. US Symp. Rock Mech. 26th, pp. 207-220.
- [62] Paillet, F. L. e Kim, K. - 1987; Character and distribution of borehole breakouts and their relationship to in situ stresses in deep Columbia River Basalts; J. Geophys. Res., v. 92(B7), pp. 6223-6234.
- [63] Park, R. G. - 1988; Geological structures and moving plates; Blackie; 337 p..
- [64] Plumb, R. A. e Cox, J. W. - 1987; Stress directions in Eastern North America determined to 4.5 km from borehole elongation measurements; J. Geophys. Res., v. 92(B6), pp. 4805-4816.

- [65] Plumb, R. A. e Hickman, S. H. - 1985; Stress induced borehole elongation: a comparison between the four-arm dipmeter and the borehole televiwer in the Auburn geothermal well; *J. Geophys. Res.*, v. 90(B7), pp. 5513-5521.
- [66] Pollard, D. e Aydin, A. - 1988; Progress in understanding joints over the past century; *Geol. Soc. Am. Bull.*, Centennial Volume, pp. 1181-1204.
- [67] Price, N. J. e Cosgrove, J. W. - 1991; Analysis of geological structures; Cambridge Univ. Press; 502 p. -
- [68] Rangel, H. e Martins, F. A. L., Esteves, F. R. e Feijó, F. J. - 1994; Carta estratigráfica da Bacia de Campos; *Bol. Geoc. Petrobras*, v. 8(1), pp. 203-218.
- [69] Reches, Z. e Lockner, D. A. - 1994; Nucleation and growth of faults in brittle rocks; *J. Geophys. Res.*, v. 99(B9), pp. 18159-18173.
- [70] Richardson, R. M. - 1992; Ridge forces, absolute plate motions and the intraplate stress field; *J. Geophys. Res.*, v. 97(B8), pp. 11739-11748.
- [71] Spadini, A. R., Esteves, F. R., Dias-Brito, D., Azevedo, R. L. M. e Rodrigues, R. - 1988; The Macaé Formation, Campos Basin, Brazil: its evolution in the context of the initial history of the South Atlantic; *Rev. Bras. Geoc.*, v. 18(3), pp. 261-272.
- [72] Stefanick, M. e Jurdy, D. - 1992; Stress observations and driving force models for the South American plate; *J. Geophys. Res.*, v. 97(B8), pp. 11905-11913.
- [73] Stein, S., Cloutingh, S., Sleep, N. H. e Wortel, R. - 1989; Passive margins earthquakes, stresses and rheology, em *Earthquakes at North Atlantic passive margins: neotectonics and postglacial rebound*, editado por Gregersen, S. e Basham, P. W.; Kluwer Academic, pp. 231-259.
- [74] Suppe, J. - 1985; Principles of structural geology; Prentice Hall; 535 p..
- [75] Sykes, L. R. - 1967; Mechanism of earthquakes and nature of faulting on the mid-oceanic ridges; *J. Geophys. Res.*, v. 72(8), pp. 2131-2153.

- [76] Sykes, L. R. - 1978; Intraplate seismicity, reactivation of preexisting zones of weakness, alkaline magmatism, and other tectonism postdating continental fragmentation; *Rev. of Geophys. and Space Phys.* v. 16(4), pp. 621-688.
- [77] Szatmari, P. - 1990; Origem e conceitos básicos da tectônica de placas, em *Origem e evolução de bacias sedimentares*, editado por Gabaglia, G. P. R. e Milani, E. J.; Petrobras, pp. 15-30.
- [78] Tenenblat, K. - 1990; *Introdução à geometria diferencial*; Editora UNB; 278 p..
- [79] Teufel, L. W. - 1985; Insights into the relationship between wellbore breakouts, natural fractures and in situ stress; *Proc. US Symp. Rock Mech.* 26th, pp. 1199-1206.
- [80] Turcotte, D. L. e Schubert, G. - 1982; *Geodynamics: applications of continuum physics to geological problems*; John Wiley; 450 p..
- [81] Wawrzynek P. A. e Ingraffea, A. R.- 1987; Interactive finite element analysis of fracture processes: an integrated approach; *Theor. Appl. Fract. Mech.*, 8, pp137-150.
- [82] Wei, K. e De Breucker, J. C. - 1994; Fracture growth under compression; *J. Geophys. Res.*, v. 99(B7), pp. 13781-13790.
- [83] Zheng, Z., Cook, N. G. W. e Myer, L. - 1988; Borehole breakout and stress measurements; *Proc. US Symp. Rock Mech.* 29th, pp. 471-478.
- [84] Zheng, Z., Kemeny, J. e Cook, N. G. W. - 1989; Analysis of borehole breakouts; *J. Geophys. Res.*, v. 94(B6), pp. 7171-7182.
- [85] Zienkiewicz, O. C. e Morgan, K. - 1983; *Finite elements and approximations*; John Wiley & Sons; 328 p..
- [86] Zoback, M. D., Moos, D., Mastin, L. e Anderson, R. N. - 1985; Wellbore breakouts and in situ stress; *J. Geophys. Res.*, v. 90(B7), pp. 5523-5530.
- [87] Zoback, M. L. - 1992; First and second order patterns of stress in the lithosphere: The World Stress Map Project; *J. Geophys. Res.*, v. 97(B8), pp. 11703-11728.